

**Streuung von polarisierten und
unpolarisierten Protonen
an ^{58}Ni und
die mikroskopische Beschreibung von
Wirkungsquerschnitten und
Spinflip-Observablen**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.–Phys. Frank Hofmann
aus Flörsheim am Main

Mai 2003

Darmstadt
D 17

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. J. Wambach

Tag der Einreichung: 21. Mai 2003

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Juli 2003

Meiner Frau und meinen Eltern
in Liebe und Dankbarkeit gewidmet

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Streuexperiment mit polarisierten und unpolarisierten Protonen am Kern ^{58}Ni mit dem Schwerpunkt der Untersuchung der Spin-Dipol Mode durchgeführt. Die Durchführung der Experimente fand am Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen statt. Hierbei wurden die Wirkungsquerschnitte für die Streuung unpolarisierter Protonen der Energie 172 MeV für Streuwinkel $\theta = 4.2^\circ - 20.6^\circ$ und Anregungsenergien $E_x < 25$ MeV ermittelt. Für Streuwinkel im Maximum und an der abfallenden Flanke der Spin-Dipol-Winkelverteilung ($\theta = 6.3^\circ - 11.2^\circ$) konnten transversale Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für die Streuung polarisierter Protonen mit einer Auflösung von 200 keV bestimmt werden. Sie dienen der Bestimmung der Spinflip-Anteile im Wirkungsquerschnitt.

Die Spinflip-Wirkungsquerschnitte steigen mit zunehmender Anregungsenergie an. Im Anregungsenergiebereich bis etwa 12 MeV konnten unter $\theta = 6.3^\circ$ vereinzelte Spinflip-Anregungen nachgewiesen werden. Davon sind die bei $E_x = 8.3-9.0$ und 10.6 MeV auf starke M1-Übergänge zurückzuführen. Für größere Winkel ist eine Spinflip-Resonanz zwischen $E_x = 7$ und 8 MeV festgestellt worden, die auf Übergänge mit $\Delta L > 1$ zurückzuführen ist. Die Spin-Dipol-Stärke ist stark fragmentiert.

Es wurden mikroskopische Rechnungen durchgeführt und an den Daten getestet. Die Beschreibung der Kernstruktur erfolgt mit Hilfe des Quasiteilchen-Phonon-Modell, das den Einschluss von 2-Teilchen-2-Loch-Anregungen erlaubt. Der Einfluss der Reaktionsdynamik wurde unter Benutzung verschiedener effektiver Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen getestet. Für alle Übergänge wurden Rechnungen unter Verwendung zweier g -Matrix-Parametrisierungen im Ortsraum auf Basis des Paris- bzw. des BonnB-Potentials (Modell I und II) und einer t -Matrix-Parametrisierung (Modell III) durchgeführt. Die Ergebnisse der elastischen Streuung konnten auch mit einem relativistischen Modell und einer Rechnung unter Verwendung einer g -Matrix-Parametrisierung im Impulsraum auf Basis des Paris-Potentials verglichen werden.

Die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung unter kleinen Winkeln werden von allen Modellen überschätzt. Die Modellvorhersagen variieren in diesem

Bereich bis zu einem Faktor zwei. Die beste Beschreibung der Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken der elastischen Streuung liefern Modellrechnungen unter Verwendung einer g -Matrix-Parametrisierung im Impulsraum. Die Abweichungen sind hierbei für alle Winkel kleiner 30%. Die Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für die Anregung der tiefliegenden Zustände ($E_x < 5$ MeV) werden durch Rechnungen mit Modell II verhältnismäßig gut beschrieben. Die Abweichungen zwischen Experiment und Theorie liegen im Bereich der Unsicherheiten, wie sie auch für die Beschreibung der elastischen Streuung existieren.

Anders gestaltet sich die Situation für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wirkungsquerschnitte oberhalb von 5 MeV Anregungsenergie. Alle Modelle überschätzen im Mittel die Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor 1.9, 2.2 und 1.7 für Modell I, II bzw. III und die Spinflip-Wirkungsquerschnitte mit jeweils einem Faktor 1.5, 2.2 bzw. 1.5.

Die Spinflip-Wahrscheinlichkeiten können deutlich besser reproduziert werden. Rechnungen mit Modell I und III beschreiben die Daten bis zu einer Anregungsenergie von ca. 13 MeV im Mittel korrekt und unterschätzen die Spinflip-Wahrscheinlichkeit im höheren Anregungsenergiebereich. Modell II überschätzt die Werte im unteren Bereich leicht und stimmt dafür besser für größere Anregungsenergien.

Unterhalb von $E_x = 10$ MeV sind Strukturen in der Verteilung der experimentellen Spinflip-Wahrscheinlichkeiten nachgewiesen worden. Sie können im Rahmen der Unsicherheiten des Quasiteilchen-Phonon-Modells bezügl. der Energie von den Rechnungen reproduziert werden. So zeigen die experimentellen Daten ein Maximum der Spinflip-Wahrscheinlichkeit bei $E_x = 7.6$ MeV, die Modelle hingegen eine bei etwa $E_x = 6$ MeV, welche im Rahmen des Kernstruktur-Modells auf tiefliegende M1 und M2-Anregungen zurückzuführen sind. Ein Anstieg der Spinflip-Wahrscheinlichkeit bei $E_x \approx 8.3$ MeV ist sowohl in den Daten als auch in den Rechnungen zu sehen und kann u.a. auf starke M1-Anregungen zurückgeführt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Protonenstreuung	7
2.1	Streuformalismus	7
2.2	Optisches Potential	8
2.3	Effektive Wechselwirkungen	9
2.4	Beschreibung der Kernstruktur im Rahmen des Quasiteilchen- Phonon-Modells	11
3	Grundlagen der Polarisationsstreuexperimente	19
3.1	Spintransfermatrix	19
3.2	Effektive Schätzer zur Polarisationsbestimmung	25
4	Protonenstreuexperimente am KVI	27
4.1	Experimentiereinrichtungen	27
4.1.1	Polarisierte Ionenquelle	27
4.1.2	In-Beam-Polarimeter	30
4.1.3	Big-Bite-Spektrometer	30
4.1.4	Detektorsystem	32
4.1.5	Software	39
4.2	Durchführung der Experimente	40
4.2.1	Kinematik	40
4.2.2	Strahlpolarisation	42

5	Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken	45
5.1	Energie- und Winkelrekonstruktion	45
5.2	Wirkungsquerschnitte	51
5.3	Analysierstärke und Wirkungsquerschnitte	59
5.4	Vergleich mit anderen Messungen	60
6	Spinflip-Wahrscheinlichkeiten	64
6.1	Bestimmung der Teilchenbahnen	64
6.2	Effektive Analysierstärke des Kohlenstoff-Analysators	70
6.3	Software-Korrekturen der asymmetrischen Akzeptanz im FPP . .	71
6.4	Experimentelle Ergebnisse	73
7	Elastische Streuung und Übergänge bei niedriger Anregungs- energie	78
7.1	Elastische Streuung	79
7.2	Übergänge bei niedriger Anregungsenergie	83
8	Vergleich der experimentellen Observablen mit Modellvorhersa- gen	91
8.1	Vorbemerkung zu den Rechnungen	91
8.2	Wirkungsquerschnitte	95
8.3	Spinflip-Wirkungsquerschnitte	106
8.4	Spinflip-Wahrscheinlichkeiten	113
9	Ausblick	121
	Literaturverzeichnis	124

1 Einleitung

Das Auftreten kollektiver Anregungen ist eine generelle Eigenschaft quantenmechanischer Vielteilchensysteme. Der Atomkern, bestehend aus einer Vielzahl stark wechselwirkender Fermionen, stellt ein solches Vielteilchensystem dar. Kollektive Moden werden durch die Einwirkung von äußeren Kräften und im besonderen im Rahmen von Streuprozessen durch die starke und elektromagnetische Wechselwirkung mit einem Projektil angeregt. Sie zeigen sich als Resonanzstruktur in der Stärkeverteilung und lassen sich nach Multipolen, Spin- und Isospin-Quantenzahlen klassifizieren [1]. Ziel ist es, ein möglichst vollständiges Bild über die Natur solcher Moden zu gewinnen. Darüber hinaus sind im besonderen Spinflip-Anregungen auch von Interesse für astrophysikalische Problemstellungen, z.B. für die Beschreibung von Supernova-Explosionen [2]. Speziell Gamow-Teller (GT), aber auch einfach verbotene β -Zerfälle spielen eine wichtige Rolle bei der Beschreibung der dynamischen Aspekte und der Nukleosynthese in Supernova-Explosionen. Die Untersuchung von M1- und M2-Stärkeverteilungen durch Streuexperimente erlauben einen indirekten, aber dennoch wichtigen Test von Kernmodellen, die für die Berechnung der GT-Stärke bzw. des einfach verbotenen β -Zerfalls in astrophysikalische Simulationen eingesetzt werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass der Spin-Anteil von M1- und M2-Übergängen durch den gleichen Operator $\sigma\tau$ beschrieben wird, wie GT-Anregungen und einfach verbotene β -Zerfälle.

Für die Untersuchung dieser Fragestellungen kann man sich zunutze machen, dass die Anregungswahrscheinlichkeit einzelner Moden in entscheidendem Maße von der Wechselwirkung zwischen Projektil und Kern abhängt. Eine wichtige Fragestellung hierzu ist im Bereich der magnetischen Riesenresonanzen die Suche nach M2-Anregungen, die durch Konvektionsströme im Kern und nicht durch den Spin der Nukleonen zustande kommen. Eine solche Anregung kann nicht im Rahmen von hydrodynamischen Modellen erklärt werden, sondern nur in Modellen, die den Kern als elastisches Medium begreifen. In ^{48}Ca und ^{90}Zr konnte die mit Elektronenstreuexperimenten bestimmte M2-Stärkeverteilung mit Hilfe von Modellrechnungen dahingehend interpretiert werden [3]. Ein Vergleich der Ergebnisse aus (e, e') - und (p, p') -Reaktionen erlaubt eine direkte, experimentelle Bestimmung solcher Moden, da sie in (p, p') -Reaktionen nicht angeregt werden.

Für ^{58}Ni konnten durch den Vergleich mit Daten aus dem vorliegenden Experiment und einem Elektronenstreuexperiment Übergänge identifiziert werden, die direkt auf die Anregung einer solchen Mode zurückzuführen sind [4]. Eine quantitative Bestimmung ihrer Übergangsstärke ist zur Zeit noch nicht möglich, da das (e, e') -Experiment noch nicht abgeschlossen ist und die Multipol-Anteile in den (e, e') -Spektren noch nicht getrennt werden können. Für eine quantitative Analyse muss auch eine Beziehung zwischen elektromagnetischen Übergangsstärken, Übergangsmatrixelementen und Wirkungsquerschnitten in der Protonenstreuung hergestellt werden. Hierbei ist ein genaues Verständnis der jeweiligen Reaktionsdynamik entscheidend.

Für die Elektronenstreuung ist der Streuprozess gut verstanden. Die Streuung der Elektronen an einem Kern kann mit Hilfe der gut bekannten elektromagnetischen Wechselwirkung durch den Austausch virtueller Photonen beschrieben werden. Die Observablen werden für relativistische Elektronen im Rahmen einer Diracschen Störungstheorie bestimmt. Im Gegensatz dazu ist die Beschreibung der Messgrößen aus der Protonenstreuung erheblich komplizierter. Zum einen lässt sich die starke Wechselwirkung nicht in geschlossener Form darstellen, zum anderen ist die Beschreibung des Streuprozesses durch einlaufende und auslaufende Protonenwellenfunktionen komplizierter. Die letzten 20 Jahren haben in der Modellierung der Projektil-Target-Wechselwirkungen erhebliche Fortschritte gebracht. Es wurden Parametrisierungen der Wechselwirkung entwickelt, mit denen sich Wirkungsquerschnitte, Analysierstärken und Spinflip-Observablen für die elastische Streuung und für prominente Übergänge gut beschreiben lassen [5]. Die Verzerrung der Projektil-Wellenfunktion kann dabei aus der Grundzustandsdichte durch Faltung mit der effektiven Projektil-Target-Wechselwirkung berechnet werden, es muss nicht mehr ein phänomenologisches, optisches Potential verwendet werden.

Einen ähnlichen Fortschritt haben die Kernmodelle für die Beschreibung der Struktur angeregter Zustände erfahren. Für leichte Kerne existieren Schalenmodellrechnungen mit empirischen Wechselwirkungen, die eine gute Beschreibung der Messdaten liefern. Für mittelschwere und schwere Kerne sind Erweiterungen der Random Phase Approximation (RPA) entwickelt worden. Sie erlauben nun den Einschluss von 2-Teilchen-2-Loch-Zuständen und können damit u.a. die Fragmentation der Stärkeverteilung besser beschreiben [6]. Ein solches Modell ist

auch das Quasiteilchen-Phonon Modell (Quasiparticle Phonon Model, QPM) [7]. Das QPM ist vor allem für Übergänge niedriger Multipolarität umfangreich getestet worden. Es liefert eine erfolgreiche Beschreibung der elektromagnetischen Stärkeverteilungen kollektiver Moden, siehe z.B. [8–11].

In dieser Arbeit wird am Beispiel der $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion die Fragestellung diskutiert, wie gut Modelle unter Berücksichtigung moderner effektiver Wechselwirkungen und Kernstruktur-Rechnungen die Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Observablen im Anregungsenergiebereich von 0 bis 25 MeV beschreiben. Ein vergleichbarer Test wurde bisher nur in den leichteren Kernen ^{12}C und ^{40}Ca durchgeführt [12] und zeigte zum Teil erhebliche Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment. In der vorliegenden Arbeit werden für die Modellrechnungen jedoch sowohl modernere Parametrisierungen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (NN-Wechselwirkung) als auch ein Kernstruktur-Modell verwendet, das den Einfluss komplexer Konfigurationen berücksichtigt. In den durchgeführten Experimenten konnte weiterhin auch eine deutlich bessere Auflösung der Spinflip-Observablen bewerkstelligt werden.

Der Kern ^{58}Ni ist in den letzten Jahren nicht zuletzt aufgrund seiner astrophysikalischen Relevanz [2] verstärkt in den Mittelpunkt der Forschung gerückt. So sind bereits Ergebnisse von Elektronenstreuexperimenten zur Untersuchung der M1-Riesenresonanz und von (γ, γ') -Experimenten zur Untersuchung der E1/M1-Stärke publiziert worden [10, 13]. Sie erlauben einen präzisen Test von mikroskopischen Kernmodell-Rechnungen. Bereits begonnen, aber noch nicht abgeschlossen sind weitere Elektronenstreuexperimente zur Analyse der M2-Stärke [14]. Es existieren weiterhin neue Ergebnisse aus $^{58}\text{Ni}(d, ^2\text{He})$ - und $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, t)$ -Streuexperimenten zur Analyse der GT-Stärke [15, 16]. Protonenstreuexperimente wurden für die Anregung von tiefliegenden Zuständen ($E_x < 5$ MeV) durchgeführt [17, 18]. Die daraus bekannten Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken dieser Zustände können mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit verglichen werden. Experimente mit polarisierten Protonen wurden vor kurzem am RCNP unter 0° für Strahlenergien von 394 MeV mit dem Ziel durchgeführt, die Stärke der Monopol-Riesenresonanz zu extrahieren. Es existiert bisher allerdings nur eine vorläufige Analyse der Daten [19]. Die in der vorliegenden Arbeit vorgenommenen Messungen der $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion bei Streuwinkeln von 4° bis 20° , einer Strahlenergie von 172 MeV und für Anregungsenergien von 0 bis 25 MeV ergänzen

die oben genannten Untersuchungen und dienen insbesondere einer genaueren Analyse der Spin-Dipol-Stärke. Ein qualitativer Vergleich mit Ergebnissen aus Elektronenstreuexperimenten gibt Hinweise auf die Anregung einer kollektiven M2-Mode mit starken Konvektionsströmen [4].

Die Untersuchung von Spinflip-Observablen eignet sich besonders für Streuexperimente mit Strahlenergien von knapp 200 bis 400 MeV. Die Abb. 1.1 zeigt als Funktion der Einschussenergie die aus der Streuphasenanalyse resultierenden Übergangsamplituden des zentralen Anteils der Wechselwirkung für verschwindende Impulsüberträge $q \rightarrow 0$ [20,21]. Die Amplituden wurden in Abhängigkeit

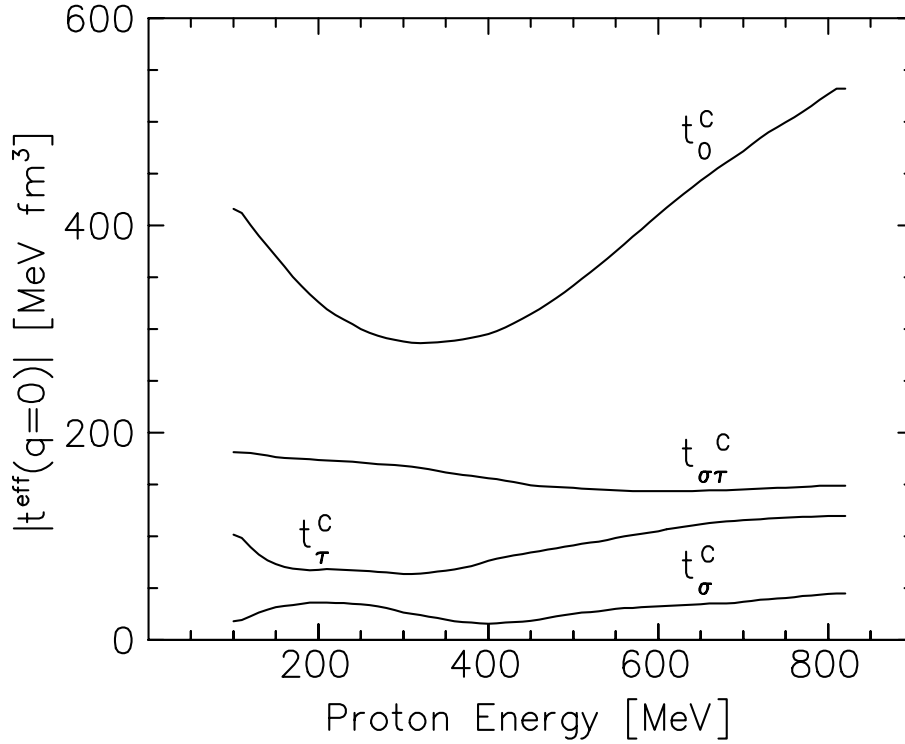


Abb. 1.1: Effektive Übergangsamplituden des zentralen Anteils der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von Franey und Love [21] als Funktion der Strahlenergie für verschwindenden Impulsübertrag $q \rightarrow 0$. Die Größen t_0^C , $t_{\sigma\tau}^C$, t_{τ}^C und t_{σ}^C bezeichnen die Amplituden ohne Spin und Isospin-Austausch ($\Delta\sigma, \Delta\tau = 0$), mit Spin- und Isospin-Austausch ($\Delta\sigma, \Delta\tau = 1$), nur mit Isospin-Austausch ($\Delta\sigma = 0, \Delta\tau = 1$), bzw. nur mit Spin-Austausch ($\Delta\sigma = 1, \Delta\tau = 0$) zwischen Projektil und Targetnukleon.

eines Spin- und/oder Isospin-Austausches $\Delta\tau, \Delta\sigma = 0, 1$ zwischen Projektil und Targetnukleon bestimmt. Der Index τ bzw. σ kennzeichnet einen Isospin- bzw. Spin-Transfer von $\Delta\tau, \Delta\sigma = 1$. Es zeigt sich, dass für Einschussenergien zwischen knapp 200 und 400 MeV die günstigsten Bedingungen zur Untersuchung isovektorieller Spinflip-Übergänge gegeben sind, da bei gleichzeitig günstigem Verhältnis $|t_{\sigma\tau}^C/t_\tau^C|$ der den gesamten Einschussenergiebereich dominierende Anteil t_0^C ein Minimum besitzt.

Die Experimente fanden am Kernfysisch Versneller Instituut (KVI) in Groningen statt. Das verwendete Detektorsystem wurde von der EuroSuperNova-Kollaboration (ESN-Kollaboration) entworfen und am Messplatz des Big-Bite-Magnetspektrometers (BBS) aufgebaut [22]. Es besteht im Wesentlichen aus einem Fokalebene-Detektor (Focal Plane Detector System, FPDS) und einem Fokalebene-Polarimeter (Focal Plane Polarimeter, FPP). Mit dem FPDS kann die Energie und der Streuwinkel der an ^{58}Ni gestreuten Protonen bestimmt werden. Der Polarisationsgrad der gestreuten Protonen kann in Abhängigkeit von Streuwinkel und Energie am FPP ermittelt werden. Das Prinzip des FPP beruht auf der Messung der Asymmetrie in einem sekundären Streuprozess an einem Kohlenstoff-Analysator mit bekannter Analysierstärke. Bei bekannter Strahlpolarisation wird dann auf die Spinflip-Wahrscheinlichkeit der $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion geschlossen. Ähnliche Aufbauten gibt oder gab es am TRIUMF [23], IUCF [24], RCNP [25], LAMPF [26] und Saturne [27].

Das Hauptproblem aller Experimente ist die geringe Sensitivität des Polarimeters, denn 95% aller Ereignisse werden am Kohlenstoff-Analysator unter kleinen Winkeln gestreut, für die die Analysierstärke verschwindend gering ist. In konventionellen Aufbauten wird die Auslese solcher Ereignisse i.d.R. durch elektronische, logische Module unterdrückt. Ein anderes Problem stellt sich bei Messungen unter extremen Vorwärtswinkeln. Die elastischen Streuwirkungsquerschnitte sind so groß, dass bei gegebener Datenaufnahmegeschwindigkeit die Sensitivität für unelastisch gestreute Protonen abnimmt. Doch gerade diese Messungen sind für die Untersuchung von Monopol- und Dipol-Moden von besonderem Interesse. Beide Probleme werden am KVI durch ein einzigartiges Datenaufnahmesystem gelöst [15]. Kernkonzepte des Systems sind die weitgehend parallele Auslese der Detektoren und der Einsatz digitaler Signalprozessoren (digital-signal processor, DSP), die die Auslese von Ereignissen bei kleinem sekundären Streuwinkel unter-

drücken. Das System ist in der Lage, Zählraten von über 100 kHz zu verarbeiten und ermöglicht damit Messungen der Spinflip-Variablen mit bisher unerreichter Auflösung.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in neun Abschnitte. Im folgenden Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Protonenstreuung sowie des QPM's erläutert. Das 3. Kapitel stellt die Grundlagen von Polarisationsstreuungsmessungen dar. Es folgt im 4. Kapitel die Beschreibung des Messplatzes sowie der Durchführung des Experiments. Im 5. und 6. Kapitel werden die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, Analysierstärken und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten aus den Detektorkoordinaten erläutert und die Messergebnisse mit denen anderer Protonenstreuexperimente verglichen. Das 7. Kapitel zeigt zunächst einen Vergleich der Ergebnisse für die elastische Streuung und für die Anregung von tiefliegenden Zuständen mit Modellrechnungen, bevor im 8. Kapitel anhand der Daten die Beschreibung sowohl der Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wirkungsquerschnitte als auch der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten im gesamten Anregungsenergiebereich diskutiert wird. Das 9. Kapitel schließt mit einem Ausblick auf weitere Entwicklungen ab.

2 Grundlagen der Protonenstreuung

Dieses Kapitel behandelt grundlegende Konzepte der Protonenstreuung. Dabei werden die Beziehungen und Konventionen definiert, die für das Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten Modellrechnungen relevant sind. Besonders drei grundlegende Konzepte sollen hier kurz erörtert werden: die Projektil-Target-Wechselwirkung, die Beschreibung der verzerrten Projektil-Wellenfunktionen und die Strukturinformationen über sowohl 1-Teilchen-Zustände als auch über die gesamte Kern-Wellenfunktion.

2.1 Streuformalismus

In diesem Unterkapitel wird der Streuformalismus kurz vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung findet sich beispielsweise in [5, 28].

Der Proton-Kern-Streuprozess wird durch die zeitunabhängige Schrödingergleichung beschrieben

$$(\mathbf{H}_0 + \mathbf{V})\psi = (\mathbf{H}_N + \mathbf{K}_0 + \mathbf{V})\psi = E\psi(\vec{k}, \vec{r}). \quad (2.1)$$

Hierbei ist \mathbf{H}_N der Kernhamiltonoperator, $\mathbf{K}_0 = \mathbf{p}_0^2/2m_p$ die kinetische Energie des einlaufenden Protons und \mathbf{V} die Proton-Kern-Wechselwirkung.

Die Eigenfunktionen ψ sind in integraler Form durch die Lippmann-Schwinger-Gleichung gegeben

$$\psi^{(\pm)} = \phi^{(\pm)} + \frac{1}{E - \mathbf{H}_0 \pm i\epsilon} \mathbf{V} \psi^{(\pm)}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist $\phi^{(\pm)}$ die Eigenfunktion des ungestörten Systems ($\mathbf{V}=0$), und die Indizes $+$ und $-$ deuten einlaufende und auslaufende Wellen an.

Nach Einschalten der Wechselwirkung \mathbf{V} ergibt sich die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen gestörten und ungestörten Zuständen durch die Übergangsmatrix

$$\mathbf{T} = \langle \phi^- | \mathbf{V} | \psi^+ \rangle \quad (2.3)$$

Der Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{k}_i, \vec{k}_f) = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \quad (2.4)$$

gegeben¹, wobei $k_{f,i} = |\vec{k}_{f,i}|$ der Betrag des Protonen-Impulses vor (i) bzw. nach (f) der Streuung und $\mu_{f,i}$ die entsprechende reduzierte Masse ist.

2.2 Optisches Potential

Den Berechnungen der Übergangsamplituden liegt die *distorted wave born approximation* DWBA zugrunde. In dieser Näherung wird die Streumatrix in einer Basis von verzerrten Wellenfunktionen χ gebildet, die durch die Lippmann-Schwinger Gleichung

$$\chi^\pm = \phi^\pm + \frac{1}{E - \mathbf{H}_0 \pm i\epsilon} \mathbf{V}_0 \phi^\pm \quad (2.5)$$

definiert ist, wobei $\mathbf{V}_0 = V_0(\vec{r} - \vec{r}_N)$ die Wechselwirkung zwischen Projektil und Kern während des Einlaufens darstellt.

Eine lokale Darstellung des Potentials $V_0(\vec{r} - \vec{r}_N)$, das optische Potential erhält man durch Faltung der Wechselwirkung mit der Grundzustandsdichte $\rho_0(\vec{r}_N)$ des Kernels

$$U_0(\vec{r}) = \int \rho_0(\vec{r}_N) V_0(\vec{r} - \vec{r}_N) d^3r_N. \quad (2.6)$$

Eine alternative Methode besteht in der Verwendung eines phänomenologischen, optischen Potentials, welches speziell an Daten der elastischen Streuung angepasst ist. Das optische Potential besteht aus einem Real- und Imaginärteil eines Zentral- und eines Spin-Bahn-Terms.

$$U(r) = V_{coul}(r) + V_0 f(x_0) + iW_0 f(x_W) - 2(V_{so} + iW_{so}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) \vec{\mathbf{L}} \cdot \vec{\sigma}, \quad (2.7)$$

wobei

$$f(x_i) = \frac{1}{(1 + \exp(x_i))} \text{ und } x_i = \frac{(r - r_i A^{1/3})}{a_i}. \quad (2.8)$$

¹Die Formeln gelten für die Streuung von Protonen an Kernen mit Grundzustandsspin $J_i = 0^+$

Hierbei ist $V_{coul}(r)$ das Coulomb-Potential, V_0 und W_0 sind Amplituden des Zentralterms und V_{so} und W_{so} die des Spin-Bahn-Terms. Die Radialabhängigkeit wird über Woods-Saxon-Funktionen $f(x_i)$ mit dem Radius r_i und der Oberflächendicke a_i beschrieben. Die Amplituden, Radien und Oberflächendicken werden so angepasst, dass die Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken der elastischen Streuung möglichst gut beschrieben werden. Für ^{58}Ni kann das Potential von Schwandt et al. [31]² verwendet werden. Die Parameter des Potentials sind durch Anpassung an Kerne mit einer Massenzahl zwischen 24 und 208 und für Strahlenergien zwischen 80 und 180 MeV gewonnen worden.

2.3 Effektive Wechselwirkungen

Die Proton-Kern-Wechselwirkung kann man als Summe der 2-Teilchen-Wechselwirkungen t_n zwischen dem Projektil und den Kern-Nukleonen beschreiben

$$\mathbf{V} = \sum_{n=1}^A \mathbf{v}_n. \quad (2.9)$$

In erster Bornscher Näherung ergeben sich die Übergangsamplituden in der gestörten Basis χ zu

$$\mathbf{T}_{fi} \simeq \langle \chi_f^- | \sum_{n=1}^A \mathbf{v}_n | \chi_i^+ \rangle \simeq \langle \chi_f^- | \sum_{n=1}^A \mathbf{t}_n | \chi_i^+ \rangle. \quad (2.10)$$

In der DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) wird die potentielle Energie des Targetnukleons vernachlässigt. Die 2-Teilchen-Wechselwirkung t_n kann durch eine kinematische Transformation aus der Übergangsmatrix t_{free} für die Streuung freier Nukleonen gewonnen werden. Dabei werden Medium-Effekte, wie z.B. die Fermi-Energie der im Kern gebundenen Nukleonen oder die Blockade von Zwischenzuständen, die Pauli-verboten sind, nicht berücksichtigt. Es gilt

$$\mathbf{t} \simeq \frac{\epsilon_0^2}{\epsilon_p \epsilon_t} \mathbf{t}_{free}, \quad (2.11)$$

²Die hier dargestellte Parametrisierung richtet sich nach der Eingabe für das Programm DWBA98, welches das Grundprogramm aller Rechnungen bildet, und unterscheidet sich von der in [31] veröffentlichten Version im Vorzeichen für die Parameter V_0 , W_0 , V_{so} und W_{so} .

wobei

$$\begin{aligned}
\epsilon_0 &= c^2 \sqrt{m_p^2(1 + \alpha)}, && \text{die Energie des Projektils} \\
&&& \text{im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem,} \\
\epsilon_p &= c^2 \sqrt{m_p^2 + k_A^2}, && \text{die Energie des Projektils} \\
&&& \text{im Nukleon-Kern-Schwerpunktsystem,} \\
\epsilon_t &= c^2 \sqrt{m_p^2 + (k_A/A)^2}, && \text{die Energie des Targetnukleons} \\
&&& \text{im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem,} \\
k_A^2 &= m_p^2 A \beta \frac{1+\alpha}{1+\beta}, \quad \alpha = E_0/(2m_p c^2) \text{ und } \beta = 4\alpha A/(A+1)^2.
\end{aligned}$$

Die DWIA sollte für Strahlenergien $E_0 > 150$ MeV eine gute Näherung darstellen [20]. Für einige Anregungen spielen Effekte, die durch die Blockade von Pauli-verbotenen Zwischenzuständen zustande kommen, auch bei Strahlenergien größer $E_0 > 150$ MeV eine Rolle. Eine Möglichkeit der Berücksichtigung dieser Effekte bietet die Brueckner'sche g -Matrix, welche durch die Bethe-Goldstone Gleichung definiert ist

$$\mathbf{G}_j = \mathbf{W}_j + \mathbf{W}_j \frac{\mathbf{Q}}{E - \mathbf{H}_1 + i\epsilon} \mathbf{G}_j. \quad (2.12)$$

Hierbei ist \mathbf{Q} der Pauli-Ausschließungsoperator, welcher die verbotenen Zwischenzustände blockiert und \mathbf{H}_1 der Hamiltonoperator, der die Energie zweier Nukleonen im mittleren Feld des Kerns liefert.

Eine phänomenologische Beschreibung der freien Nukleon-Nukleon- t -Matrix haben u.a. Love und Franey [20] für Einschussenergien von 100 - 800 MeV entwickelt. Parametrisierungen der Bruecknerschen g -Matrix wurden, basierend auf z.B. dem Paris- bzw. BonnB-NN-Potential, von z.B. von Geramb [29] bzw. Karataglidis et al. [30] erarbeitet. Die verschiedenen Parametrisierungen repräsentieren die nichtlokale t - bzw. g -Matrix durch einen lokalen Operator. Dieser lässt sich in der Ortsdarstellung in einen Zentralterm $v^C(r)$, einen Spin-Bahn-Term $v^{LS}(r)$ und einen Tensorterm $v^T(r)$ aufteilen

$$v(\vec{r}, \vec{p}) = v^C(r) + v^{LS}(r) \vec{\mathbf{L}} \cdot \vec{\mathbf{S}} + v^T(r) \mathbf{S}_{12}, \quad (2.13)$$

mit

$$\begin{aligned}
\vec{\mathbf{L}} &= \text{relativer Drehimpuls der Nukleonen,} \\
\vec{\mathbf{S}} &= \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2,
\end{aligned}$$

$$\mathbf{S}_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, \quad \hat{r} = \vec{r}/|\vec{r}|,$$

$\vec{\sigma}_i$ = Paulische Spinmatrizen und

\vec{r} = Abstandsvektor.

Die Radialabhängigkeit der komplexen Amplituden $v^C(r)$ und $v^{LS}(r)$ wird durch eine Summe von Yukawa-Potentialen angenähert

$$v^\alpha(r) = \sum_{i=1}^{N_\alpha} v_i^\alpha Y(r/R_i), \quad (2.14)$$

mit $\alpha = C, LS$ und $Y(x) = e^{-x}/x$. Die Radialabhängigkeit der Amplitude des Tensoranteils ist durch

$$v^T(r) = \sum_{i=1}^{N_T} v_i^T r^2 Y(r/R_i) \quad (2.15)$$

gegeben. Die einzelnen Summanden in den Gln. (2.14) und (2.15) unterscheiden sich in den Stärkeparametern v_i und den Reichweiteparametern R_i . Diese Parameter werden so bestimmt, dass eine bestmögliche Beschreibung der zugrundeliegenden t - bzw. g -Matrix erreicht wird. Die t - bzw. g -Matrix selbst orientiert sich für den langreichweitigen Anteil der Wechselwirkung am 1-Boson-Austausch-Potential (One Pion Exchange Potential, OPEP).

Rechnungen mit einer Wechselwirkung der Form (2.13) müssen mit antisymmetrisierter Projektil- und Kern-Wellenfunktion durchgeführt werden. Die komplette Antisymmetrisierung des $A+1$ Nukleonen-Streusystems führt zu direkten und Knock-out-Austausch-Amplituden. Der Effekt solcher Austausch-Amplituden ist groß. Er entspricht Nicht-Lokalitäten in der Wechselwirkung [5].

2.4 Beschreibung der Kernstruktur im Rahmen des Quasiteilchen-Phonon-Modells

Mit den bisher beschriebenen Näherungen wird die Wechselwirkung des Projektils mit einem Nukleon im Kern durch 1-Teilchen-Operatoren beschrieben. Dabei wird dieses Kern-Nukleon mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit von einer Schale j in eine Schale j' gehoben. Hierbei entsteht ein Loch-Zustand in der

Schale j und ein Teilchen-Zustand in der Schale j' . In diesem Bild kann eine Anregung des Kerns durch eine kohärente Überlagerung von vielen 1-Teilchen-1-Loch-Übergängen beschrieben werden.

Das Matrixelement T_{fi} lässt sich durch eine Multipolentwicklung als Summe der Beiträge der 2-Teilchen-Operatoren darstellen

$$T_{fi} = \frac{2}{\pi} \sum_{\alpha, \beta, JM} (-1)^M \int v_{\beta\alpha}(q, Q) < \chi_f | \mathbf{Y}_{LSJ}^{-M(\beta)} | \chi_i > < \Phi_{J_f}^{M_f} | \sum_{j=1}^A \mathbf{Y}_{LSJ}^{M(\alpha)}(j) | \Phi_{J_i}^{M_i} > q^2 dq, \quad (2.16)$$

mit

$$\vec{Q} = \vec{k}_i + \vec{k}_f, \quad \vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f. \quad (2.17)$$

Hier entsprechen α und β Quantenzahlen von Target und Projektil, $v_{\beta\alpha}(q, Q)$ Bessel-Transformationen von verschiedenen Anteilen der effektiven Wechselwirkung und Y_{LSJ}^M sphärische Tensoroperatoren der Form

$$\mathbf{Y}_{LSJ}^M = \begin{cases} \mathbf{Y}_{\mathbf{L}}^M(\hat{\mathbf{r}}) \delta_{\mathbf{LJ}}, & \text{für } \mathbf{S} = \mathbf{0} \\ [Y_L(\hat{r}) \vec{\sigma}]_J^M, & \text{für } S = 1 \end{cases}, \quad (2.18)$$

wobei die eckigen Klammern Vektorkopplung andeuten sollen und $Y_L^M(\hat{r})$ sphärische harmonische Funktionen sind.

Die Struktur des Grundzustands und des angeregten Zustands wird im Rahmen des Quasiteilchen-Phonon-Modells (Quasiparticle Phonon Model QPM) berechnet. In diesem Modell werden die Kernanregungen durch die Erzeugung von Teilchen-Loch-Paaren beschrieben. Aufgrund von Grundzustandskorrelationen ist jedoch im Grundzustand die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Zustand j nicht exakt Null oder Eins. Man bezeichnet diese Zustände daher als Quasiteilchen-Zustände. Da bei einem Teilchen-Loch-Übergang eine ganzzahlige Änderung der Quantenzahl eintritt, beschreibt man den Übergang durch die Erzeugung eines Bosons, des sog. Phonons. Dabei berücksichtigt das Modell nicht nur 1-Phonon-Übergänge, sondern auch Mehr-Phononen-Anregungen, die durch Kopplung elementarer Phononen entstehen können. Ausführliche Darstellungen des QPM finden sich in [7, 33].

Kennzeichnend für das QPM ist das schrittweise Diagonalisieren des Hamilton-Operators. Im QPM wird folgende Form angenommen

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{s.p.} + \mathbf{H}_{pair} + \mathbf{H}_{r.i.} \quad (2.19)$$

Der erste Term, $\mathbf{H}_{s.p.}$ beschreibt das mittlere Feld, dem p Protonen und n Neutronen im Kern ausgesetzt sind

$$\mathbf{H}_{s.p.} = \sum_{\tau} \sum_{j,m}^{n,p} E_{j\tau} \mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{jm\tau}. \quad (2.20)$$

Hierbei sind $j \equiv [n, l, j]$ und m die Quantenzahlen, $\tau = -1(1)$ Bezeichnungen für Neutronen (Protonen), $E_{j\tau}$ die Bindungsenergien und $\mathbf{a}_{jm\tau}^+$, $\mathbf{a}_{jm\tau}$ Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren der 1-Teilchen-Zustände im Kern.

Der zweite Term beschreibt die Paarungsenergie in nichtmagischen Kernen

$$\mathbf{H}_{pair} = \sum_{\tau}^{n,p} G_{\tau}^{(0)} \sum_{j,j'} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} [\mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{j-m\tau}^+]_{00} [\mathbf{a}_{j'-m\tau} \mathbf{a}_{j'm\tau}]_{00}, \quad (2.21)$$

wobei $G_{\tau}^{(0)}$ ein konstantes Matrixelement ist, welches das Monopol-Feld der Paarungskraft beschreibt und so gewählt wird, dass die experimentell bekannte Paarungsenergie reproduziert wird. Hierbei gilt

$$[\mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{j-m\tau}^+]_{\lambda\mu} = \sum_{m,m'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} \mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{j'm'\tau}^+, \quad (2.22)$$

wobei $C_{jmj'm'}^{\lambda\mu}$ Clebsch-Gordan Koeffizienten sind. Da es sich im Fall von ^{58}Ni um einen halb-magischen Kern handelt - nur die Zahl der Protonen (28) ist magisch, die der Neutronen (30) jedoch nicht - ist diese Paarungsenergie nur für Neutronen ungleich Null. Höherer Multipole in der Paarungskraft spielen für annähernd sphärische Kerne keine Rolle. In Gl. (2.21) wird die Neutron-Proton-Monopol-Paarung vernachlässigt. Für mittelschwere bis schwere Kerne, in denen viele Protonen- und Neutronen-Unterschalen gefüllt sind, ist diese Näherung gerechtfertigt [34].

Die Restwechselwirkung $\mathbf{H}_{r.i.}$ wird nach Multipolen entwickelt und lässt sich in separabler Form darstellen

$$\mathbf{H}_{r.i.}^{(p-h)} = \sum_{\lambda\mu} \sum_{\tau\rho}^{\pm 1} (\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}) \mathbf{M}_{\lambda\mu}^+(\tau) \mathbf{M}_{\lambda\mu}(\tau\rho), \quad (2.23)$$

wobei $\kappa_{0(1)}^{(\lambda)}$ Modellparameter sind, die die Stärke der isoskalaren (isovektoriellen) Restwechselwirkung festlegen und $\rho = \pm 1$ isoskalare von isovektoriellen

Übergängen unterscheidet³. Für die QPM-Rechnungen wurde $\kappa_1^{(\lambda)}/\kappa_0^{(\lambda)} = -1.2$ gesetzt, da mit diesem Verhältnis die beste Beschreibung für die isovektoriellen Resonanzen erzielt wird [34]. Eine Ausnahme bildet die Berechnung der E1-Anregungen. Für die isoskalaren E1-Anregungen wird κ_0^1 so gewählt, dass der erste 1^- -Zustand bei einer Anregungsenergie von 0 MeV liegt. Damit lassen sich die E1-Anregungen von der Schwerpunktsbewegung separieren. Für die isovektoriellen E1-Anregungen wird κ_1^1 so gewählt, dass die Lage der Dipol-Riesenresonanz richtig beschrieben wird.

Der Multipoloperator $\mathbf{M}_{\lambda\mu}^+(\tau)$ hat die Form

$$\mathbf{M}_{\lambda\mu}^+(\tau) = \sum_{j,m,j',m'} \langle jm\tau | i^\lambda f_\lambda^\tau(r) \mathbf{Y}_{\lambda\mu}(\Omega) | j'm'\tau \rangle \mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{j'm'\tau} \quad (2.24)$$

für Zustände mit natürlicher Parität und

$$\mathbf{M}_{\lambda\mu}^+(\tau) = \sum_{j,m,j',m',l m_1} \langle jm\tau | i^l f_l^\tau(r) [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{Y}_{lm_1}(\Omega)]_{\lambda\mu} | j'm'\tau \rangle \mathbf{a}_{jm\tau}^+ \mathbf{a}_{j'm'\tau} \quad (2.25)$$

für Zustände mit unnatürlicher Parität. Die Funktion $f_\lambda^\tau(r)$ beschreibt die Radialabhängigkeit, für die die Ableitung des mittleren Potentials $f_\lambda^\tau(r) = dU^\tau(r)/dr$ gewählt wurde. Für elektrische Dipol-Anregungen wird die Radialabhängigkeit durch die Form $f_1^\tau(r) = r$ dargestellt.

Die Lösung der Schrödinger-Gleichung mit dem Hamilton-Operator (2.19) erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst werden die Hamiltonfunktionen $\mathbf{H}_{s.p.}$ und \mathbf{H}_{pair} diagonalisiert. Dafür werden durch eine kanonische Bogoliubov-Transformation aus den Teilchen-Operatoren $\mathbf{a}_{jm\tau}^+$ und $\mathbf{a}_{j'm'\tau}$ die Quasiteilchen-Operatoren $\alpha_{jm\tau}^+$ und $\alpha_{j'm'\tau}$

$$\mathbf{a}_{jm\tau}^+ = u_j \alpha_{jm\tau}^+ + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m\tau}. \quad (2.26)$$

Dabei entsprechen die Größen u_j^2 und v_j^2 jeweils den Besetzungswahrscheinlichkeiten für Teilchen und Löcher in der Schale j .

Der Grundzustand wird als Quasiteilchen Vakuum betrachtet $\alpha_{jm\tau}|>_q \equiv 0$. Die

³Für tiefliegende E0-Anregungen müssen noch zwei Operatoren, die mit der Monopol-Paarung $G_\tau^{(0)}$ zusammenhängen, hinzugefügt werden (Gl. (5.3) und (5.4) in [33]). Da wir uns nur für E0-Anregungen interessieren, deren Anregungsenergie groß gegenüber der Paarungsenergie (1.5 MeV) ist, werden diese Terme im QPM näherungsweise in separater Form behandelt. Nähere Ausführungen zu diesem Thema finden sich in [33].

Minimierung der Grundzustandsenergie

$$\delta\{<|\mathbf{H}_{s.p.} + \mathbf{H}_{pair}|>_q + \sum_j \mu_j(u_j^2 + v_j^2 - 1)\} = 0, \quad (2.27)$$

wobei μ_j Lagrange-Koeffizienten sind, liefert die bekannten BCS-Gleichungen, aus denen man die Korrelationsfunktion $C_\tau = G_\tau^{(0)} \sum_j u_j v_j$ und das chemischen Potential λ_τ für Neutronen- und Protonen-Systeme erhält. Die Koeffizienten der Bogoliubov-Transformation können dann als folgende Beziehung bestimmt werden

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{j\tau} - \lambda_\tau}{\epsilon_{j\tau}} \right), \quad u_j^2 = 1 - v_j^2. \quad (2.28)$$

Hierbei steht $\epsilon_{j\tau}$ für die Quasiteilchen-Energie

$$\epsilon_{j\tau} = \sqrt{C_\tau^2 + [E_{j\tau} - \lambda_\tau]^2}. \quad (2.29)$$

Nach der Diagonalisierung der ersten beiden Terme aus Gl. (2.19) kann der Hamiltonoperator wie folgt geschrieben werden:

$$\mathbf{H}_{s.p.} + \mathbf{H}_{pair} = \sum_\tau \sum_{j,m}^{n,p} \epsilon_{j\tau} \alpha_{jm\tau}^+ \alpha_{jm\tau}. \quad (2.30)$$

Die einfachsten, angeregten Zustände im Kerns sind 2-Quasiteilchen-Zustände der Form $|\alpha_{jm\tau}^+ \alpha_{j'm'\tau}^+|>_q$. Die zwei Fermionen-Quasiteilchen koppeln zu ganzzahligen Drehimpuls und unterliegen demnach der Bose-Einstein Statistik. Für kollektive Übergänge kann man den Prozess auch analog als Erzeugung von Phononen beschreiben. Man führt daher einen Phonon-Operator mit der Multipolarität λ und der Projektion μ ein

$$\mathbf{Q}_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_\tau \sum_{j,j'}^{n,p} \{ \psi_{jj'\tau}^{\lambda i} [\alpha_{j\tau}^+ \alpha_{j'\tau}^+]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'\tau}^{\lambda i} [\alpha_{j'\tau} \alpha_{j\tau}]_{\lambda-\mu} \}. \quad (2.31)$$

Hierbei zählt der Index i die verschiedenen Phononen durch, die zur selben Multipolarität λ koppeln. Die Amplituden $\psi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ und $\phi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ erhält man, indem man den Hamiltonoperator im Raum der 1-Phonon-Zustände, $|\mathbf{Q}_{\lambda\mu i}^+|>_{ph}$ diagonalisiert. Dies geschieht wieder durch eine Variationsprozedur

$$\delta \left\{ <|\mathbf{Q}_{\lambda\mu i} \mathbf{H} \mathbf{Q}_{\lambda\mu i}^+|>_{ph} - (\omega_{\lambda i}/2) \left[\sum_{jj'} \{ (\psi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 - (\phi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 \} - 2 \right] \right\} = 0, \quad (2.32)$$

wobei $\omega_{\lambda i}$ die Energie des Phonons i kennzeichnet. Der Phonon-Grundzustand unterscheidet sich hierbei vom Quasiteilchen-Grundzustand, in dem Grundzustandskorrelationen noch nicht berücksichtigt sind. Vernachlässigt man diese Korrelationen, erhält man die Tamm-Dankov-Näherung.

Von Interesse sind in dieser Arbeit vor allem kollektive Anregungen, wie z.B. Riesenresonanzen. Sie sind gekennzeichnet durch viele 1-Phonon-Amplituden, die im wesentlichen phasengleich zur Resonanz beitragen und somit eine kollektive Bewegung des Kerns beschreiben.

Bisher blieben Mehr-Phononen-Zustände unberücksichtigt. Man kann zeigen, dass komplexere Konfigurationen, z.B. 2-Phononen-Zuständen, keine Auswirkungen auf die globalen Eigenschaften von Resonanzen haben. Die direkte Anregung dieser Zustände ist vernachlässigbar klein. Die energiegewichtete Summenregel (EWSR) und die Schwerpunktsenergie bleiben nahezu unverändert. Zwei Beobachtungen beweisen jedoch die Notwendigkeit, komplexere Konfigurationen in der Beschreibung kollektiver Moden zu berücksichtigen. Zum einen lässt sich die experimentell beobachtete Fragmentation der Stärke in (mittel)schweren Kernen nur dadurch erklären. Zum anderen werden kollektive Oberflächenschwingungen, z.B. Anregungen des 2_1^+ und 3_1^- -Zustands, bei niedrigerer Anregungsenergie vorhergesagt. Nur so lassen sich, vor allem bei mittelschweren Kernen, die experimentellen Stärken und die gemessenen Anregungsenergien dieser Zustände gleichzeitig beschreiben.

Die Berücksichtigung der 2-Phononen-Zustände führt zu einem Hamiltonoperator

$$\mathbf{H} = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} \mathbf{Q}_{\lambda\mu i}^+ \mathbf{Q}_{\lambda\mu i} + \mathbf{H}_{in\ t.}, \quad (2.33)$$

wobei der zweite Term $\mathbf{H}_{in\ t.}$, der die verbleibende, bisher unberücksichtigte Restwechselwirkung enthält, in eine Summe von geradzahligen Mehr-Phononen-Operatoren entwickelt werden kann. Berücksichtigt man davon nur den ersten Term, d.h. Terme mit 2-Phononen-Operatoren, dann lässt sich $\mathbf{H}_{in\ t.}$ wie folgt schreiben:

$$\mathbf{H}_{in\ t.} = \sum_{\substack{\lambda\mu i \\ \lambda_1\mu_1 i_1 \\ \lambda_2\mu_2 i_2}}^{\lambda} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) \mathbf{Q}_{\lambda\mu i}^+ [\mathbf{Q}_{\lambda_1\mu_1 i_1} \mathbf{Q}_{\lambda_2\mu_2 i_2}]_{\lambda\mu} + h.c., \quad (2.34)$$

wobei das Matrixelement der Wechselwirkung zwischen 1-Phonon- und 2-Phononen-Konfigurationen $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ aus den Amplituden $\psi_{jj'}^{\lambda i}$ und $\phi_{jj'}^{\lambda i}$ berechnet

werden kann.

Ein Problem technischer Art bei der Berücksichtigung von 2-Phononen-Zuständen bildet die große Zahl der Zustände, die zu Matrizen führt, deren Invertierung auch heutige Computer an ihre Leistungsgrenzen treibt. Im Rahmen des QPM lässt sich der Konfigurationsraum sinnvoll begrenzen, da man die Matrixelemente $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ schon berechnen kann, wenn man die Ergebnisse in der viel kleineren 1-Phonon-Basis kennt. Lässt man beispielsweise alle 2-Phononen-Zustände mit $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) < 0.01 U_{max}$ weg, reduziert sich der Matrixrang des Hamiltonoperators auf eine Größe von etwa $10^3 - 10^4$.

Die Berechnung der 1-Teilchen-Energien erfolgt in einem phänomenologischen Woods-Saxon-Potential⁴

$$U^\tau(r) = \frac{V_0^\tau}{1 + e^{(r-R_0^\tau)/a_0^\tau}} - \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{V_{ls}^\tau}{1 + e^{(r-R_{ls}^\tau)/a_{ls}^\tau}} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \right) + V_{Coul}(r) \quad (2.35)$$

Die Parameter sind in Tabelle 2.1 aufgelistet [7].

Tab. 2.1: Woods-Saxon-Potentialparameter des Kerns ^{58}Ni für die in dieser Arbeit vorgestellten QPM-Rechnungen, unterteilt nach Proton- und Neutron-Zuständen.

	V_0^τ	R_0^τ	a_0^τ	V_{ls}^τ
	(MeV)	(fm)	(fm)	(MeV)
n	-46.20	5.100	0.620	-9.540
p	-53.70	4.827	0.630	-8.270

Für die restlichen Parameter gilt: $R_{ls}^\tau = R_0^\tau$, $a_{ls}^\tau = a_0^\tau$ und $R_{Coul} = R_0^p$. Alle gebundenen 1-Teilchen-Zustände werden berücksichtigt. Das Kontinuum wird durch quasigebundene Zustände repräsentiert. Diese Näherung funktioniert recht gut für mittelschwere und schwere Kerne, da eine hinreichend große Zahl von Zuständen existiert, die man als quasigebunden bezeichnen kann.

⁴Man beachte, dass die Definition des Woods-Saxon-Potentials für die QPM-Rechnungen eine andere ist als für die Eingabe des DWBA98-Programms (siehe Kapitel 2.2).

Die Stärke der Restwechselwirkung für $\lambda^\pi = 2^+$ und 3^- wird so angepasst, dass die Energie und die elektromagnetische Übergangsstärke der 2_1^+ - und 3_1^- -Zustände möglichst gut beschrieben wird. Bis auf E1-Anregungen gilt für alle anderen $\kappa_{0,1}^\lambda = \kappa_{0,1}^{2^+}$ für Übergänge positiver Parität und $\kappa_{0,1}^\lambda = \kappa_{0,1}^{3^-}$ für negative Parität.

Da die Matrix-Elemente direkter 2-Phononen-Übergänge in der Regel mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die von 1-Phonon-Übergängen, kann man davon ausgehen, dass die Wirkungsquerschnitte, Analysierstärken und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten von Riesenresonanzen und prominenten Anregungen in der Protonenstreuung im Mittel durch 1-Phonon-Übergänge bestimmt sind.⁵ Für die Berechnung der Observablen werden daher nur die 1-Phonon-Amplituden der QPM-Wellenfunktionen berücksichtigt.

⁵Es gibt zwar Anregungen wie z.B. die des ersten 1_1^- Zustands, die nur durch 2-Phononen-Übergänge beschrieben werden können. Ihre Übergangsstärke ist allerdings um mehrere Größenordnungen kleiner als prominente Anregungen wie z.B. den 2_1^+ und 3_1^- .

3 Grundlagen der Polarisations- fermessungen

Dieses Kapitel behandelt den Formalismus und die Konventionen, die für die Beschreibung von Polarisationsfermessungen benötigt werden. Ziel ist die Bestimmung der Spinflip-Wahrscheinlichkeit für die Streuung transversal polarisierter Protonen an einem Kern mit Grundzustandsspin $J_i = 0$.

Im ersten Teil wird die Spintransfermatrix und die zu ihrer Definition benötigten Koordinatensysteme eingeführt. Daraus wird der Zusammenhang zwischen der Spinflip-Wahrscheinlichkeit und der Polarisationsänderung hergeleitet und ihr Bezug zu den Observablen im Laborsystem aufgezeigt. Die Darstellung des ersten Teils folgt weitgehend der von Ohlsen [35]. Der zweite Teil handelt von den Grundlagen der experimentellen Polarisationsbestimmung. Hier wird auf die effektiven Schätzer der Winkelasymmetrie eingegangen. Ausführlichere Informationen finden sich z. B. in Besset et al. [36].

3.1 Spintransfermatrix

Die Beschreibung von Polarisationsexperimenten erfolgt üblicherweise in den in Abb. 3.1 gezeigten Helizitätskoordinatensystemen. Diese Systeme bewegen sich mit den polarisierten Teilchen und werden durch die Basisvektoren \hat{l} , \hat{n} und \hat{s} bzw. \hat{l}' , \hat{n}' und \hat{s}' (Longitudinal-, Normal- und Seitwärts-Komponente vor bzw. nach der Streuung) definiert. Die Longitudinal-Komponente ist parallel zum Impuls der Protonen ausgerichtet, die Normal-Komponente für ein- und auslaufenden Protonen steht senkrecht zur Streuebene, und die Seitwärts-Komponente ergibt sich aus dem Kreuzprodukt des longitudinalen und des normalen Basisvektors

$$\hat{l} = \frac{\vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{in}|}, \quad \hat{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|}, \quad \hat{s} = \hat{n} \times \hat{l} \quad (3.1)$$

bzw.

$$\hat{l}' = \frac{\vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{out}|}, \quad \hat{n}' = \hat{n}, \quad \hat{s}' = \hat{n}' \times \hat{l}'. \quad (3.2)$$

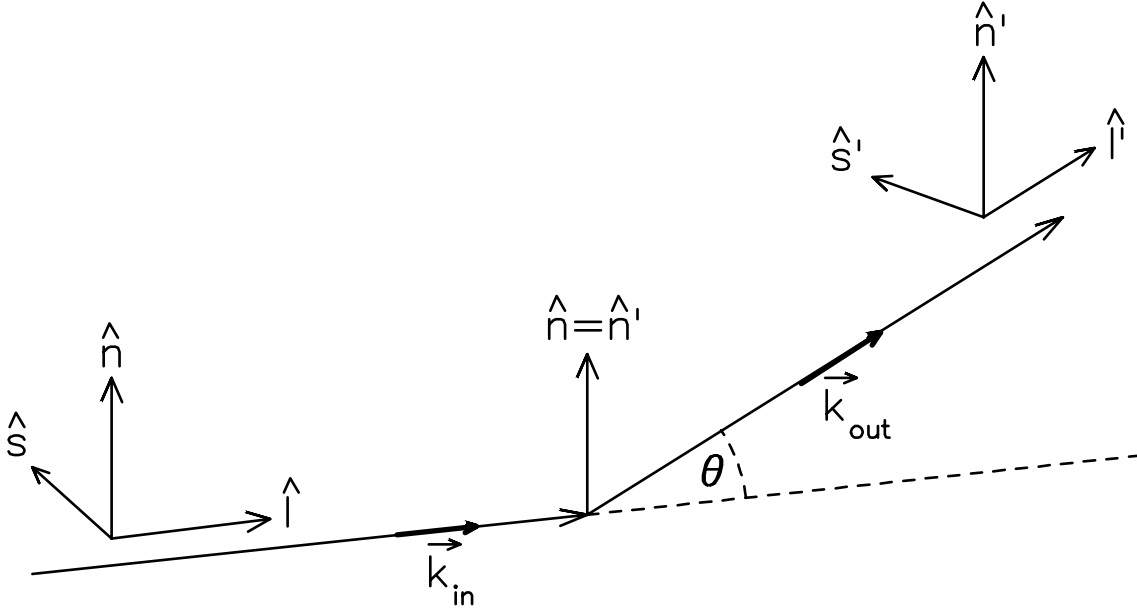


Abb. 3.1: Helizitätskoordinatensystem vor der Streuung (\hat{l} , \hat{n} und \hat{s}) und Helizitätskoordinatensystem nach der Streuung (\hat{l}' , \hat{n}' und \hat{s}'). Der Streuwinkel θ zwischen \vec{k}_{in} und \vec{k}_{out} ist in der $l-s$ ($l'-s'$)-Ebene definiert.

Die Polarisation \vec{P} eines Protonenstrahls entspricht dem über alle Protonen gemittelten Erwartungswert $\overline{\langle \Omega \rangle}$, wobei der Eigenwert des hermiteschen Operators Ω die Polarisationskomponente beschreibt

$$\overline{\langle \Omega \rangle} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \chi^{(n)\dagger} \Omega \chi^{(n)}, \quad (3.3)$$

Hierbei ist die Polarisation des n -ten Protons durch den Pauli-Spinor $\chi^{(n)\dagger} = (a_1^{(n)}, a_2^{(n)})$ gegeben. Definiert man die Spindichtematrix ρ

$$\rho = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \chi^{(n)\dagger} \chi^{(n)}, \quad (3.4)$$

so kann Gl. (3.3) als die Spur der Produktmatrix $\rho \Omega$ ausgedrückt werden.

$$\overline{\langle \Omega \rangle} = Sp(\rho \Omega). \quad (3.5)$$

Ersetzt man $\mathbf{\Omega}$ sukzessiv durch die Paulischen Spinmatrizen

$$\sigma_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \sigma_n = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \text{ und } \sigma_s = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

dann ergeben sich aus Gl. (3.5) die Erwartungswerte der einzelnen Polarisationskomponenten P_l , P_n und P_s :

$$P_l \equiv \overline{\langle \sigma_l \rangle} = Sp(\rho \sigma_l) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (|a_1^{(n)}|^2 - |a_2^{(n)}|^2), \quad (3.7)$$

$$P_n \equiv \overline{\langle \sigma_n \rangle} = Sp(\rho \sigma_n) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N 2Im(a_1^{(n)} a_2^{(n)*}), \quad (3.8)$$

$$P_s \equiv \overline{\langle \sigma_s \rangle} = Sp(\rho \sigma_s) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N 2Re(a_1^{(n)} a_2^{(n)*}). \quad (3.9)$$

Zusammen mit der Einheitsmatrix I bilden die Pauli-Matrizen eine vollständige Basis, durch die sich die Dichtematrix allgemein wie folgt darstellen lässt:

$$\rho = \frac{1}{2} \left(I + \sum_j P_j \sigma_j \right), \quad j = l, n, s. \quad (3.10)$$

Bezeichnet man mit \mathbf{M} den Operator, der den Spinor des einlaufenden Protons in den Spinor des auslaufenden transformiert,

$$\chi_f = \mathbf{M} \chi_i, \quad (3.11)$$

und definiert man die Dichtematrix des auslaufenden Strahls analog zu Gl. (3.4), wobei die entsprechenden Spinoren χ_f im auslaufenden Bezugssystem definiert sind, so ergibt sich:

$$\rho_f = \mathbf{M} \rho_i \mathbf{M}^\dagger. \quad (3.12)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch die Spur der Dichtematrix des auslaufenden Strahls gegeben

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = Sp(\rho_f) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0(\theta) \left(1 + \sum_{j=l,n,s} P_j A_j(\theta) \right), \quad (3.13)$$

mit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0(\theta) = \frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{M}^\dagger, \quad (3.14)$$

dem spinunabhängigen Wirkungsquerschnitt und

$$A_j(\theta) = \frac{Sp(\mathbf{M}\sigma_j\mathbf{M}^\dagger)}{Sp(\mathbf{M}\mathbf{M}^\dagger)} \quad (3.15)$$

der Analysierstärke der Reaktion für die j -te Polarisationskomponente.

Die Polarisation nach der Streuung erhält man, indem man analog zu Gln. (3.7-3.9) die Spur aus dem Produkt der Dichtematrix ρ_f aus Gl. (3.10) und der entsprechenden Spinmatrix $\sigma_{j'}$ bildet:

$$P_{j'} \equiv \frac{Sp(\rho_f \sigma_{j'})}{Sp(\rho_f)} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_0(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)} \left(P_{j'}^0(\theta) + \sum_j P_j D_{jj'}(\theta) \right) \quad (3.16)$$

mit

$$P_{j'}^0(\theta) = \frac{Sp(\mathbf{M}\mathbf{M}^\dagger \sigma_{j'})}{Sp(\mathbf{M}\mathbf{M}^\dagger)} \quad (3.17)$$

der sogenannten induzierten Polarisation und

$$D_{jj'}(\theta) = \frac{Sp(\mathbf{M}\sigma_j\mathbf{M}^\dagger \sigma_{j'})}{Sp(\mathbf{M}\mathbf{M}^\dagger)} \quad (3.18)$$

der Spintransfermatrix, wobei das Dividieren durch die $Sp(\rho_f)$ in Gl. (3.16) die Normierung der Spur der Dichtematrix ρ_f gewährleistet.

Eine wesentliche Vereinfachung der Gl. (3.16) erreicht man, wenn man die Invarianz der starken Wechselwirkung gegen Paritätstransformationen berücksichtigt. Durch Spiegelung ändert sich das Vorzeichen von \vec{k}_{in} und \vec{k}_{out} und dadurch auch das der Basisvektoren \hat{l} und \hat{s} , während die Normalkomponente \hat{n} unverändert bleibt. Angenommen $D_{sn'}$ wäre ungleich Null: Dann müsste das Matrixelement $D_{sn'}$ die Komponente P_s , die unter Paritätstransformation ihr Vorzeichen ändert, in die Komponente $P_{n'}$ transformieren, welche invariant bleibt. Das ist nur möglich, wenn $D_{sn'}$ selbst das Vorzeichen ändern würde. Das ist aber wegen der Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung verboten. Die Invarianz unter Paritätstransformation ist nur gewährleistet, wenn alle Elemente $D_{sn'}$, $D_{ln'}$, $D_{ns'}$ und $D_{nl'}$, die einen Transfer zwischen der Normal-Polarisation und den anderen Komponenten bewirken, verschwinden. Analog kann gezeigt werden, dass auch die Longitudinal- und Seitwärts-Komponente der induzierten Polarisation verschwinden. Damit vereinfacht sich Gl. (3.16) zu

$$\begin{pmatrix} P_{s'} \\ P_{n'} \\ P_{l'} \end{pmatrix} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_0(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)} \left[\begin{pmatrix} 0 \\ P_{n'}^0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D_{ss'} & 0 & D_{ls'} \\ 0 & D_{nn'} & 0 \\ D_{sl'} & 0 & D_{ll'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_s \\ P_n \\ P_l \end{pmatrix} \right]. \quad (3.19)$$

Aus der Invarianz gegenüber Zeitumkehr ergeben sich weitere Vereinfachungen. Die zeitumgekehrte Reaktion erhält man, indem man das Vorzeichen von \vec{k}_{in} und \vec{k}_{out} ändert, sowie alle einlaufenden Koordinaten mit den auslaufenden vertauscht. Dadurch wird $\hat{l} \rightarrow -\hat{l}'$ und $\hat{n} \rightarrow -\hat{n}'$, aber $\hat{s} \rightarrow \hat{s}'$. Betrachtet man die elastische Streuung, die mit der inversen Reaktion identisch ist, dann ergeben sich die Beziehungen

$$A_n = P_{n'} \text{ und } D_{ls'} = D_{sl'}. \quad (3.20)$$

Eine wichtige Größe in Polarisationsstrahlungsmessungen ist die transversale Spinflip-Wahrscheinlichkeit $S_{nn'}$, welche wie folgt definiert ist

$$S_{nn'} = \frac{1}{2}(1 - D_{nn'}). \quad (3.21)$$

Sie geht gegen Null für $P_{n'} = P_n$ und Eins für $P_{n'} = -P_n$. Den Spinflip-Wirkungsquerschnitt erhält man, indem man die Spinflip-Wahrscheinlichkeit $S_{nn'}$ mit dem unpolarisierten, doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(d\Omega dE_x)|_0$ multipliziert.

Da die Messdaten immer zunächst in Koordinaten des Laborsystems \hat{x} , \hat{y} und \hat{z} erfasst werden, muss das Helizitätskoordinatensystem in dieses umgerechnet werden. Dabei ist die z -Achse entlang der anfänglichen Strahlachse definiert, der Richtungsvektor \hat{y} zeigt entlang der Vertikalen nach oben, und die verbleibende \hat{x} -Koordinate ergibt sich aus der Orthogonalität zu den anderen beiden Koordinaten.

Für ein einzelnes Ereignis mit Streuwinkel θ und Azimut-Winkel⁶ ϕ gilt für die Richtungsvektoren n , l und s bzw. n' , l' und s' in den Koordinaten des Laborsystems:

$$\hat{n} = \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{l} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{s} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

für das Helizitätskoordinatensystem vor der Streuung und

$$\hat{n}' = \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{l}' = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \hat{s}' = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

⁶Der Azimut-Winkel ist hier der Winkel zwischen der Normalen der Streuebene und der y -Achse.

für das Helizitätskoordinatensystem nach der Streuung, wobei der Azimut-Winkel ϕ der Winkel zwischen der Streunormalen \hat{n} und der y -Achse ist:

$$\phi = \begin{cases} -\arccos(n_y), & \text{wenn } n_x \geq 0 \\ \arccos(n_y), & \text{wenn } n_x < 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

Die anfängliche Strahlpolarisation wird üblicherweise so gewählt, dass die x - und z -Komponente vernachlässigbar sind.

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} 0 \\ P_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{P}_h = \begin{pmatrix} P_y \sin \phi \\ P_y \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Hierbei ist \vec{P}_h die Polarisation im Projektil-Helizitätskoordinatensystem. Aus Gl. (3.19) berechnet sich die Polarisation der gestreuten Protonen im Ejektil-Helizität-Koordinatensystem zu:

$$\vec{P}_{h'} = \begin{pmatrix} P_{s'} \\ P_{n'} \\ P_{l'} \end{pmatrix} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_0(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi)} \begin{pmatrix} D_{ss'} P_y \sin \phi \\ D_{nn'} P_y \cos \phi + P_{n'}^0 \\ D_{sl'} P_y \sin \phi \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Die Polarisation im Ejektil-Helizität-Koordinatensystem lässt sich durch $\vec{P}' = P_{s'} \hat{s}' + P_{n'} \hat{n}' + P_{l'} \hat{l}'$ wieder in Laborsystemkoordinaten zurück transformieren.

$$\begin{pmatrix} P_{x'} \\ P_{y'} \\ P_{z'} \end{pmatrix} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_0(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi)} \times \quad (3.27)$$

$$\begin{pmatrix} D_{ss'} P_y \sin \phi \cos \phi \cos \theta + D_{sl'} P_y \sin \phi \cos \phi \sin \theta + D_{nn'} P_y \cos \phi \sin \phi + P_{n'}^0 \sin \phi \\ D_{ss'} P_y \sin^2 \phi \cos \theta + D_{sl'} P_y \sin^2 \phi \sin \theta + D_{nn'} P_y \cos^2 \phi + P_{n'}^0 \cos \phi \\ -D_{ss'} P_y \sin \phi \sin \theta + D_{sl'} P_y \sin \phi \cos \theta \end{pmatrix}.$$

Diese Gleichung zeigt den direkten Zusammenhang zwischen den Messgrößen und den zuvor definierten Spinobservablen. Für kleine Azimut-Winkel ($\phi < 20^\circ$) und symmetrische Azimut-Winkelakzeptanz reduziert sich die Gleichung nach Summation über alle Ereignisse zu

$$\overline{P_y'} \left(1 + P_y A_n(\theta) \frac{1}{N} \sum_i \cos \phi_i \right) \approx D_{nn'} P_y \frac{1}{N} \sum_i \cos^2 \phi_i + P_{n'}^0 \frac{1}{N} \sum_i \cos \phi_i, \quad (3.28)$$

wobei das Verhältnis $\frac{d\sigma/d\Omega|_0(\theta)}{d\sigma/d\Omega(\theta, \phi)}$ durch Gl. (3.13) ausgedrückt ist. Führt man das Streuexperiment mit mindestens zwei verschiedenen Strahlpolarisationen durch, so lassen sich bei bekannten Strahlpolarisationen \vec{P} und \vec{P}' das Spintransfermatrixelement $D_{nn'}$ und die induzierte Polarisation $P_{n'}^0$ aus Gl. (3.28) extrahieren.

3.2 Effektive Schätzer zur Polarisationsbestimmung

Kennt man die Analysierstärke einer Streureaktion, kann durch Messung der Winkelasymmetrie dieses Prozesses die Polarisation des Strahls vor der Reaktion bestimmt werden. Bei den hier beschriebenen Experimenten soll die Polarisation der Protonen nach einer Streuung ermittelt werden. Dazu werden die gestreuten Protonen nochmals an einem zweiten Target gestreut, dessen Analysierstärke man kennt. Die Winkelasymmetrie der sekundären Streuung wird in einem Polarimeter gemessen. Für die weiteren Betrachtungen wird angenommen, dass die Polarisation des primären Strahls bekannt ist, da sie in einem vom Experiment unabhängigen Polarimeter gemessen werden kann und sich während des Experiments nicht signifikant ändert.

Ausgangspunkt ist Gl. (3.13) zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes, wobei man für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen von einem normal-polarisierten Strahl $\vec{P} = P_n \hat{n} = (P_y \cos \phi - P_x \sin \phi) \hat{n}$ ausgeht. Dann gilt

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0(\theta) [1 + A_n(\theta) P_y \cos \phi - A_n(\theta) P_x \sin \phi] \Lambda(\theta, \phi). \quad (3.29)$$

Hierbei bezeichnet $\Lambda(\theta, \phi)$ die Apparateakzeptanz.

Bei festem Streuwinkel θ_c ist die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\phi)$ gegeben.

$$f(\phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + A_c P_y \cos \phi - A_c P_x \sin \phi) \Lambda(\theta_c, \phi), \quad \theta_c = \text{const}, \quad (3.30)$$

wobei $A_c = A_n(\theta_c)$ die Analysierstärke für den Streuwinkel θ_c ist.

Unter der Annahme, dass die Apparateakzeptanz symmetrisch bezüglich einer Drehung von ϕ um 180° ist,

$$\Lambda(\theta_c, \phi) = \Lambda(\theta_c, \phi + \pi), \quad (3.31)$$

ergeben sich aus Gl. (3.30) folgende Integralgleichungen:

$$\int_0^{2\pi} f(\phi) d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Lambda(\phi) d\phi, \quad (3.32)$$

$$\int_0^{2\pi} f(\phi) A_c \cos \phi d\phi = P_y^c \int_0^{2\pi} f(\phi) A_c^2 \cos^2 \phi d\phi + P_x^c \int_0^{2\pi} f(\phi) A_c^2 \sin \phi \cos \phi d\phi, \quad (3.33)$$

$$\int_0^{2\pi} f(\phi) A_c \sin \phi d\phi = P_y^c \int_0^{2\pi} f(\phi) A_c^2 \sin \phi \cos \phi d\phi + P_x^c \int_0^{2\pi} f(\phi) A_c^2 \sin^2 \phi d\phi \quad (3.34)$$

Die Größen $P_{x,y}^c$ stellen die Polarisation der in das Winkelintervall $[\theta_c; \theta_c + \Delta\theta_c[$ gestreuten Protonen dar. Ersetzt man die Integrale durch Summen über alle Ereignisse innerhalb eines Intervalls, dann lässt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\phi)$ herauskürzen, und es ergibt sich folgende Matrixgleichung

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \sum_{\Delta\theta_c} A_c \cos \phi \\ \sum_{\Delta\theta_c} A_c \sin \phi \end{pmatrix}}_{\mathbf{B}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \sum_{\Delta\theta_c} A_c^2 \cos^2 \phi & \sum_{\Delta\theta_c} A_c^2 \sin \phi \cos \phi \\ \sum_{\Delta\theta_c} A_c^2 \sin \phi \cos \phi & \sum_{\Delta\theta_c} A_c^2 \sin^2 \phi \end{pmatrix}}_{\mathbf{F}} \begin{pmatrix} \hat{P}_y^c \\ \hat{P}_x^c \end{pmatrix}, \quad (3.35)$$

wobei \hat{P}_y^c und \hat{P}_x^c die Schätzer von P_y^c und P_x^c sind. Die Polarisation ergibt sich durch Inversion der Matrix \mathbf{F} zu

$$\hat{\mathbf{P}}^c = \mathbf{F}^{-1} \mathbf{B}. \quad (3.36)$$

Für die Kovarianzmatrix gilt

$$\mathbf{V}(\hat{\mathbf{P}}^c) = \mathbf{F}^{-1}. \quad (3.37)$$

Die mittlere Polarisation P wird schließlich als fehlergewichtetes Mittel über die Polarisationen aller θ_c -Intervalle berechnet.

$$\hat{\mathbf{P}} = \left(\sum_{\theta} \mathbf{V}^{-1}(\hat{\mathbf{P}}^c) \right)^{-1} \sum_{\theta} \mathbf{V}^{-1}(\hat{\mathbf{P}}^c) \hat{\mathbf{P}}^c. \quad (3.38)$$

4 Protonenstreuexperimente am KVI

4.1 Experimentiereinrichtungen

Die Experimente wurden am KVI (Kernfysisch Versneller Instituut) in Groningen (Niederlande) im Frühjahr 2000 durchgeführt. Abb. 4.1 zeigt einen Grundriss des Instituts. Der Beschleuniger ist ein supraleitendes K600 Zyklotron AGOR (Accelerator Groningen ORsay), in dem Protonen, leichte und schwere Ionen beschleunigt werden können. Für Protonen wird die maximal verfügbare Energie durch die Leistung des Hochfrequenz-Systems (HF-System) und durch vertikale Strahlaufweitung im Zyklotron auf knapp 200 MeV begrenzt. Drei verschiedene Ionenquellen stehen für die Einspeisung in das Zyklotron zur Verfügung: die ECRIS-3-Quelle für hochgeladene, schwere Ionen, die CUSP-Quelle für unpolarisierte, leichte Teilchen und, wie in diesen Experimenten, die POLIS-Quelle für polarisierte Protonen und Deuteronen. Nach der Extraktion aus dem AGOR kann der Strahl für radiobiologische Experimente oder für kernphysikalische Experimente an den Spektrometer SALAD (Small-Angle Large-Acceptance Detector) bzw. BBS (Big-Bite-Spektrometer) genutzt werden. Auf dem Hochenergieabschnitt der Strahlführung kurz vor dem Eintritt in die Experimentierhalle befindet sich das In-Beam Polarimeter (IBP), welches zur Messung der Strahlpolarisation dient [37]. Die Experimente der vorliegenden Arbeit fanden am BBS statt. Am Spektrometer schließt sich das Detektorsystem an, bestehend aus einem Fokalebenen-Detektor (Focal Plane Detector System FPDS) zur Bestimmung von Streuwinkel und Energie und einem Polarimeter (Focal Plane Polarimeter FPP) zur Messung der Polarisation der gestreuten Protonen. Im folgenden sollen nun die für die Messung wesentlichen Komponenten kurz beschrieben werden.

4.1.1 Polarisierte Ionenquelle

Die Ionenquelle POLIS [38, 39] liefert zunächst einen unpolarisierten, neutralen Wasserstoff- bzw. Deuteriumstrahl, der durch ein Hexapol-Magnetfeld geführt wird. Dort werden Atome mit negativ polarisierten Elektronenspin defokussiert und mit positiver Elektronenpolarisation auf nachfolgende Hochfrequenz-Strukturen fokussiert. Bezeichnet man die magnetischen Hyperfeinzustände des

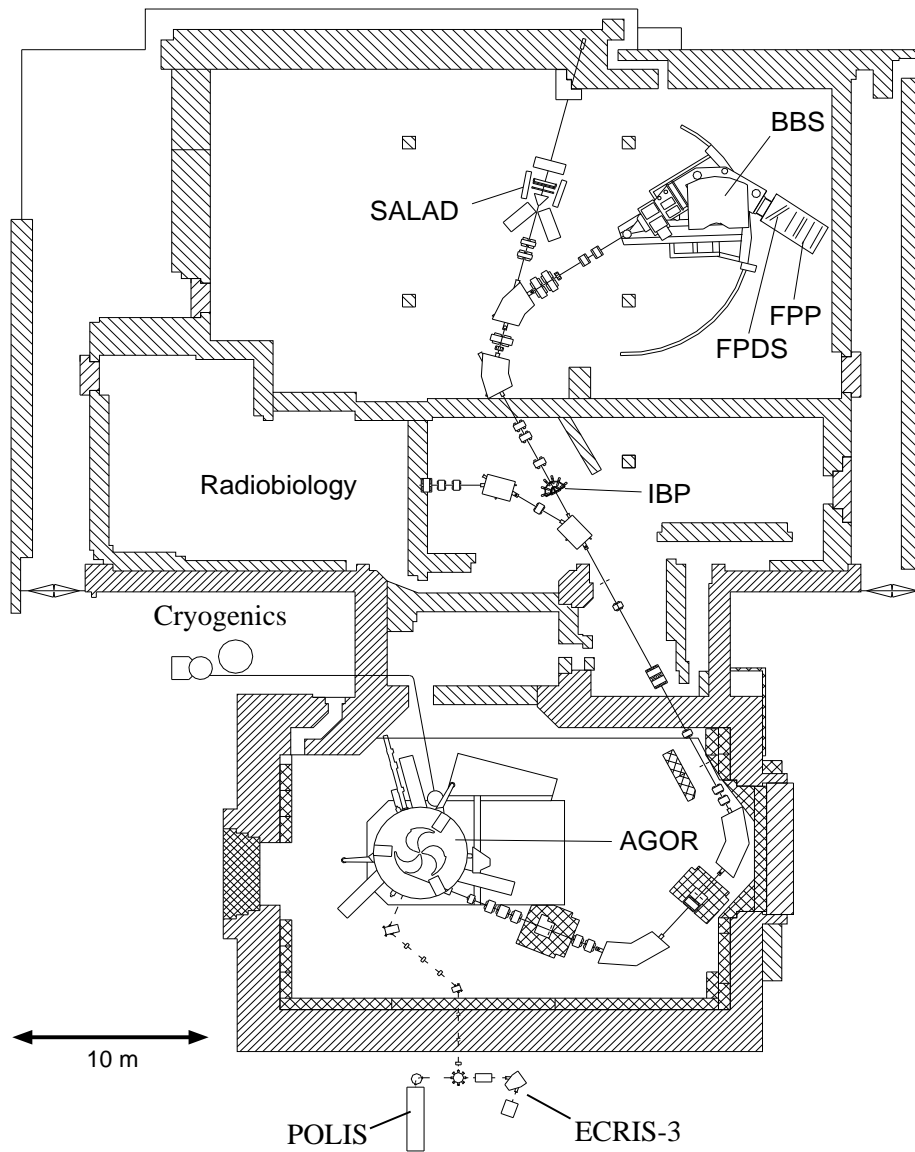


Abb. 4.1: Grundriss des KVI. Das Gebäude ist in vier Hallen unterteilt: einer Beschleunigerhalle mit dem Zyklotron AGOR, einer Hochenergie-Strahlführung mit einem In-Beam Polarimeter, einer Halle für radiobiologische Experimente und der Experimentierhalle mit den zwei Spektrometern SALAD und BBS.

Wasserstoffatoms mit $(+,+)$, $(+,-)$, $(-,-)$ und $(-,+)$, wobei das erste Vorzeichen für den Elektronenspin und das zweite für den Protonenspin steht, dann sind am Ende des Hexapolfeldes hauptsächlich nur noch Atome mit positivem Elektronenspin vorhanden.

Die nachfolgende Struktur besteht aus einem Dipol-Magneten, in welchem ein statisches Magnetfeld erzeugt wird, und einer Kavität, die ein HF-Feld produziert. Wie in Abb. 4.2 gezeigt, werden durch den Einfluss eines äußeren Magnetfeldes die Entartung der Zustände mit Gesamts핀 $F = 1$ aufgehoben und so ein Übergang zwischen ihnen ermöglicht. Bei niedriger Hochfrequenz und schwachem Magnetfeld (7 MHz und 10 G) werden Übergänge von $(+,+)$ nach $(-,-)$ und bei hoher Hochfrequenz und starkem Feld (1.4 GHz und 80 G) von $(+,+)$ nach $(-,+)$ induziert. Im ersten Fall werden “Spin-down” Protonen, im zweiten “Spin-up” Protonen erzeugt. Bei ausgeschaltetem HF-Feld werden Atome mit sogenannten “Spin-off” Protonen geliefert.

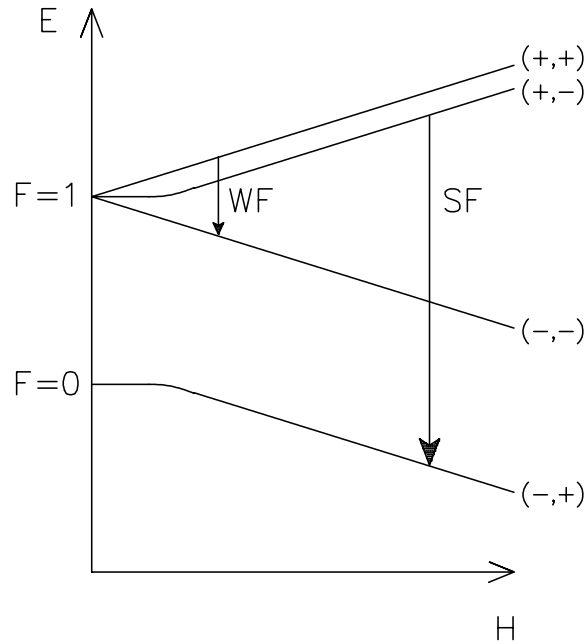


Abb. 4.2: Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms als Funktion des externen Magnetfeldes. Elektronen- und Protonenspin können zum Gesamtdrehimpuls $F = 1$ oder $F = 0$ koppeln. Die Entartung des $F = 1$ - Zustände wird durch den Einfluss eines äußeren Magnetfeldes aufgehoben. Die Pfeile deuten die Übergänge bei schwachem Feld (WF) und bei starkem Feld (SF) an.

Die Atome werden im Anschluss durch eine weitere HF-Einheit mit einem HF-Feld von 2.54 GHz und einem Magnetfeld von 125 bis 200 mT ionisiert. Dabei werden zu einem geringen Prozentsatz auch $(+,-)$ nach $(-,+)$ Übergänge induziert. Einen vollständig unpolarisierter Strahl erhält man nur durch Abschalten der Hexapol-Magnete **und** der HF-Einheiten.

4.1.2 In-Beam-Polarimeter

Abb. 4.3 zeigt einen schematischen Schnitt durch das In-Beam-Polarimeter (IBP). Es besteht aus einem Targetrad, an dem ein 100 mg/cm^2 dickes CH_2 Target montiert ist, und 16 sogenannten Phoswich-Detektoren [37], die in vier Ebenen bei einem Azimut-Winkel von -45° , 0° , 45° und 90° um das Target herum angeordnet sind. Dabei sind die jeweils vier Detektoren einer Ebene so angeordnet, dass sowohl die gestreuten Protonen “links” und “rechts” der Strahlachse als auch die entsprechenden Rückstoßprotonen nachgewiesen werden können. Durch Messung der Links-Rechts Asymmetrie für jede Ebene kann bei bekannter Analysierstärke des CH_2 Targets auf die Normal- und Seitwärts-Komponente der Strahlpolarisation geschlossen werden. Die Analysierstärken für Proton-Proton-Streuung sind auf Basis des Nukleon-Nukleon-Potentials [40] berechnet und auf der Internetseite der Universität Nijmegen veröffentlicht [41]. Das Verfahren zur Bestimmung der Polarisation wird ausführlich in [42] erläutert.

4.1.3 Big-Bite-Spektrometer

Zum Nachweis der gestreuten Protonen dient das BBS [22], ein Magnetspektrometer, das aus einem liegenden $K=430 \text{ MeV}$ Dipol-Magnet und zwei Quadrupol-Magneten besteht. Die aus Referenz [43] entnommene Abb. 4.4 zeigt eine schematische Zeichnung des Spektrometers inklusive Detektorsystem. Das Spektrometer ist so konstruiert, dass darin Strahlblocker eingesetzt werden können. Dadurch ist es möglich, unter extremen Vorwärtswinkel (für (p, p') -Reaktionen bis zu etwa 3.2°) zu messen. Durch Verschiebung der Positionen beider Quadrupol-Magnete gegenüber der Position des Dipol-Magneten können charakteristische Eigenschaften wie Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers beeinflusst werden. Ein kurzer Abstand zwischen Dipol- und Quadrupol-Magnet hat eine große Impuls- und eine kleine Raumwinkelakzeptanz zur Folge (Mode A), ein großer

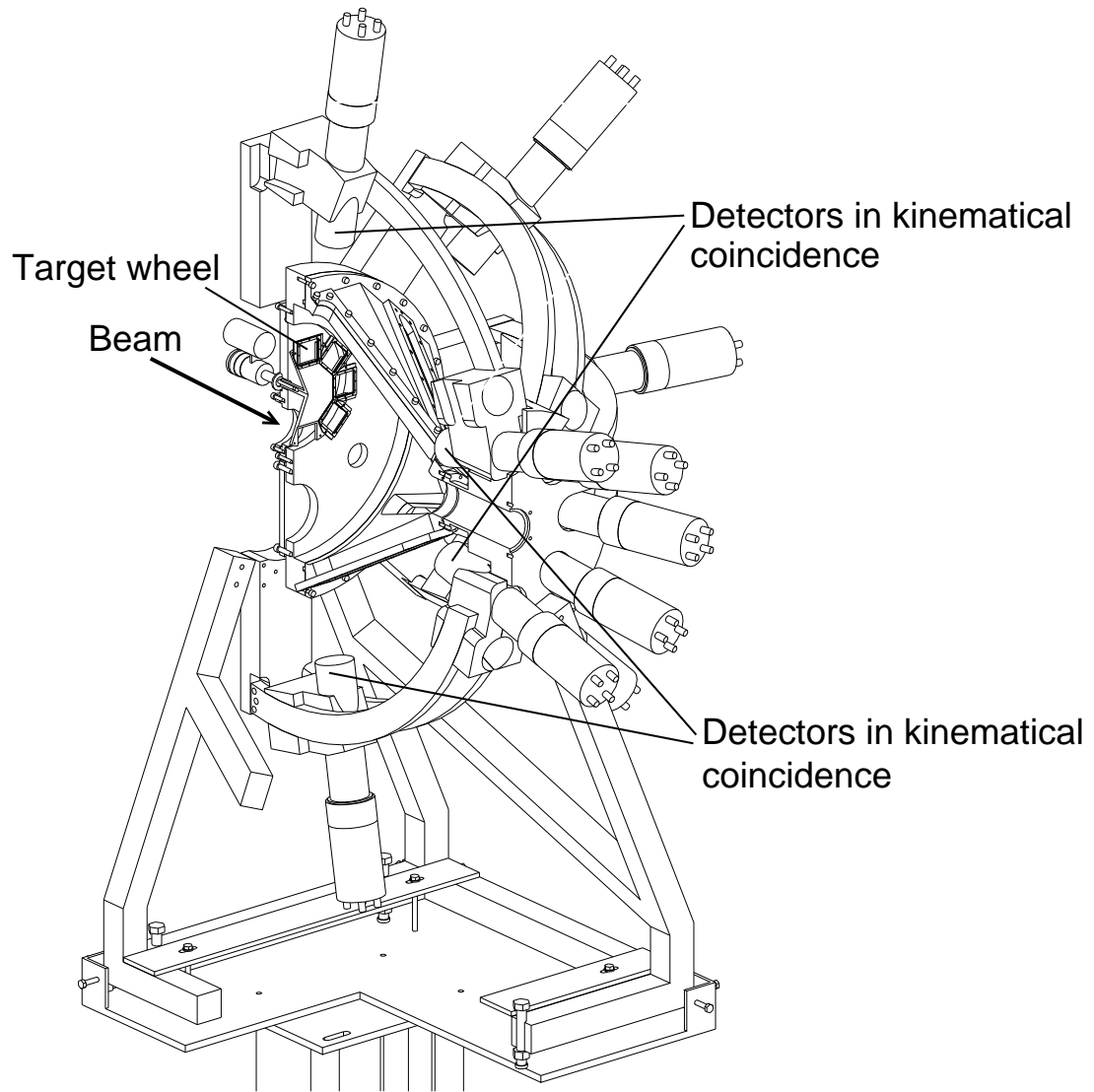


Abb. 4.3: Querschnitt durch das In-Beam-Polarimeter. Die Strahlrichtung ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Auf dem abgebildeten Targetrad können bis zu acht verschiedene Targets montiert werden. Zu sehen sind weiterhin 10 der insgesamt 16 Detektoren, die in vier Ebenen mit unterschiedlichem Azimut-Winkel ϕ (-45° , 0° , 45° und 90°) angeordnet sind. Jeweils zwei von vier Detektoren einer Ebene werden in kinematischer Koinzidenz betrieben (exemplarisch eingezeichnet für die Ebene mit $\phi = 90^\circ$).

Abstand ergibt entsprechend eine kleine Impuls- und große Raumwinkelakzeptanz (Mode C). In diesen Experimenten wurde eine zwischen Mode A und C liegende Einstellung (Mode B) gewählt. Tabelle 4.1 zeigt die Parameter dieser

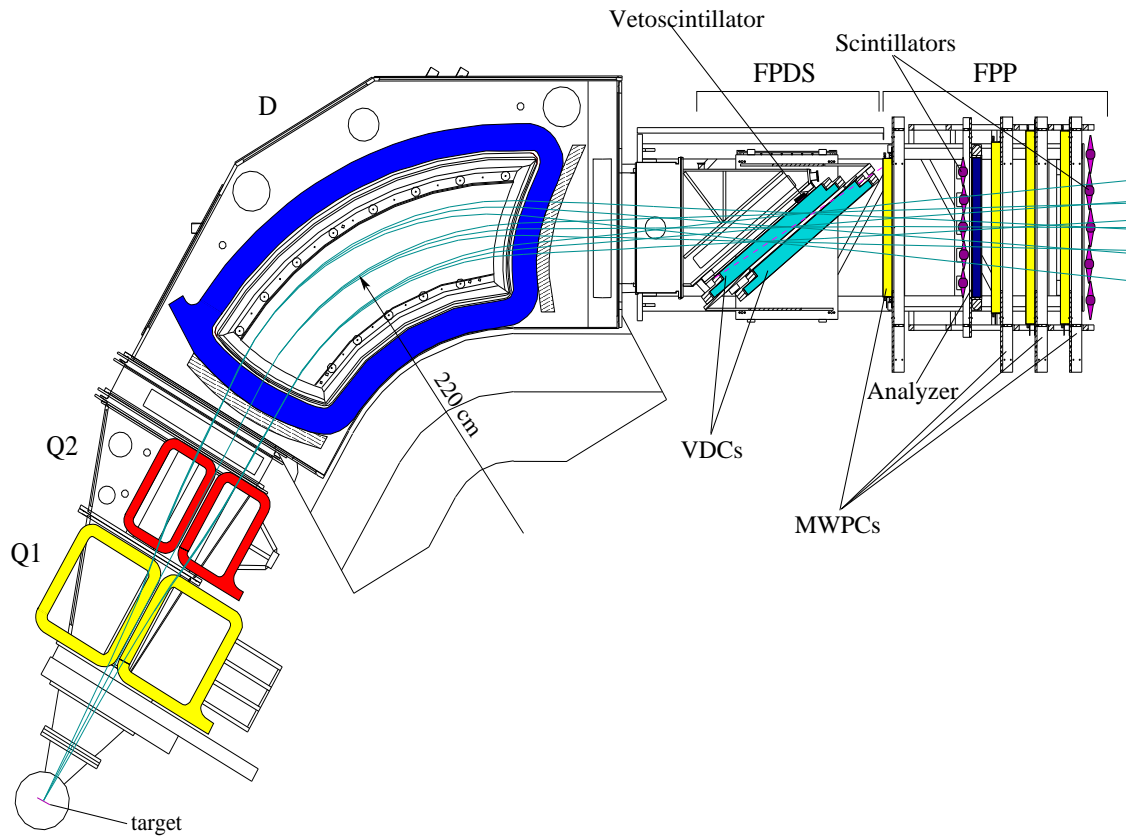


Abb. 4.4: Schema des BBS und des Detektorsystems. Das BBS setzt sich aus den Quadrupol-Magneten Q1 und Q2 und dem Dipol-Magnet D zusammen, die in dem Vakuumsystem der Streukammer integriert sind. Das Detektorsystem besteht aus dem FPDS für die Rekonstruktion der Energie und des Streuwinkels und dem FPP für die Bestimmung der Polarisation der gestreuten Teilchen. Eingezeichnet sind Flugwege der gestreuten Protonen für drei verschiedene Winkel und Energien.

Einstellung. Um die vertikalen Streuwinkel besser bestimmen zu können, wurde das Feld des ersten Quadrupol-Magneten um 5% erhöht. Dadurch reduziert sich die Winkelakzeptanz in vertikaler Richtung von 140 mrad auf 100 mrad und die Raumwinkelakzeptanz von 9.2 msr auf 6.6 msr.

4.1.4 Detektorsystem

Das verwendete Detektorsystem wurde von der EuroSuperNova Kollaboration (ESN) für Experimente vom Typ (\vec{p}, \vec{p}') mit polarisierten Protonen im Energiebereich von 100 - 200 MeV entwickelt. Um auch die Polarisation der gestreuten

Tab. 4.1: Design-Parameter des BBS im Mode B.

Ablenkgrenze K	430 MeV
Entfernung Target-Eingang Q1	114 cm
Impulsakzeptanz $\frac{\Delta p}{p}$	19%
Raumwinkelakzeptanz $\Delta\Omega$	6.6 msr
Horizontale Winkelakzeptanz $\Delta\theta$	66 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz $\Delta\phi$	100 mrad
Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$	4×10^{-4}

Protonen messen zu können, ist ein Polarimeter integriert, welches hohe Zählraten verlangt. Die Elektronik der Detektoren wurde daher für den Einsatz bei hohen Zählraten optimiert. Durch die flexible Konstruktion ist auch eine Verwendung in zahlreichen anderen Experimenten möglich. Dabei handelt es sich zum einen um Experimente vom Typ (p, p') und (\vec{p}, \vec{p}') [43–45], zum anderen um ein Koinzidenz-Experiment $^{26}\text{Mg}(^3\text{He}, t\gamma)^{26}\text{Al}$ [46] und um Experimente vom Typ $(d, ^2\text{He})$ an verschiedenen Kernen, bei denen zwei Protonen im BBS gleichzeitig nachgewiesen werden müssen [15, 47].

Abb. 4.4 zeigt eine schematische Darstellung des Detektorsystems. Es besteht aus zwei Teilen: einem Focal Plane Detection System (FPDS) und einem Focal Plane Polarimeter (FPP). Das FPDS setzt sich aus zwei vertikalen Driftkammern (VDC) zusammen, die in der Nähe der Fokalebene des BBS aufgestellt sind. Jede Kammer besitzt zwei aktive, parallele Drahtebenen. In der ersten, der sogenannten X-Ebene sind 240 Drähte senkrecht zur Dispersionsrichtung des BBS gespannt, in der zweiten Ebenen, der sogenannten U-Ebene, sind die Drähte in einem Winkel von 32.86° gegenüber den X-Drähten angebracht. Die Ortsauflösung der Kammern beträgt $45\ \mu\text{m}$ in horizontaler und $80\ \mu\text{m}$ in vertikaler Richtung [43]. Beim Durchgang eines Protons werden im Mittel in der X-Ebene 9 und in der U-Ebene 7-8 Drähte angesprochen. Eingezeichnet sind die Flugwege von Protonen mit drei verschiedenen Energien und drei unterschiedlichen Streuwinkel. Die erste Kammer befindet sich fast genau in der Fokalebene des Spektrometers.

Der Einsatz zweier VDC's erlaubt neben der Bestimmung des Durchstoßortes auch die Bestimmung des Durchstoßwinkels in horizontaler und vertikaler Richtung und damit neben der Berechnung des Impulses auch die Rekonstruktion des horizontalen und vertikalen Streuwinkels. Der am hochenergetischen Ende des ersten VDC's angebrachte Vetoszintillator kann benutzt werden, um die Zahl der elastisch gestreuten Protonen zu untersetzen und somit die Datenaufnahme zu entlasten.

Der zweite Teil des Detektorsystems, das FPP, dient der Messung der Polarisation der gestreuten Protonen. Es besteht aus einem Graphit-Analysator und vier Vieldrahtproportionalkammern (MWPC), die jeweils aus zwei Ebenen mit senkrecht zueinander gespannten Drähten bestehen. Die Ortsauflösung beträgt jeweils 1.25 mm. Von den vier MWPC's ist eine Kammer vor und drei hinter dem Graphit-Analysator positioniert. Dadurch kann der sekundäre Streuwinkel im Graphit-Analysator bestimmt werden. Mit Hilfe der aus zahlreichen Experimenten bekannten Analysierstärke der Proton-Kohlenstoff Reaktion [36, 48–51] kann aus der gemessenen Asymmetrie auf die Polarisation der gestreuten Protonen geschlossen werden. Aufgrund fehlender Informationen über die Longitudinalpolarisation und damit verknüpften Spinpräzessionen in den Magneten wird nur die Normalpolarisation bestimmt.

Die in Abb. 4.4 eingezeichneten Szintillatoren werden als Triggersystem eingesetzt. Sie liefern zusätzlich auch Flugzeit- und Energieverlust-Informationen. Koinzidenzen zwischen den beiden Szintillatoren definieren den Trigger, der die Auslese der Frontend-Elektronik startet.

Die mit der Notwendigkeit guter Statistik verbundenen hohen Zählraten der einzelnen Detektoren stellen hohe Anforderungen an die Elektronik und das Datenaufnahmesystem. Die aus Referenz [43] entnommene Abb. 4.5 zeigt einen Überblick über das gesamte System, bestehend aus Vorverstärkern, einem Auslesesystem auf CAMAC-Basis und einer Echtzeit-Datenverarbeitung auf VME-Basis. Die Vorverstärker, basierend auf einem ASD8-Chip [52], wurden für Signale aus den VDCs und MWPCs eingesetzt und sind für den Einsatz bei hohen Zählraten optimiert. Die differentiellen, logischen Signale der Vorverstärker werden auf Standard-ECL-Signale konvertiert und von CAMAC-Modulen ausgelesen. Die CAMAC-Einheiten sind über ein ECL-Bussystem unter Benutzung des FERA-

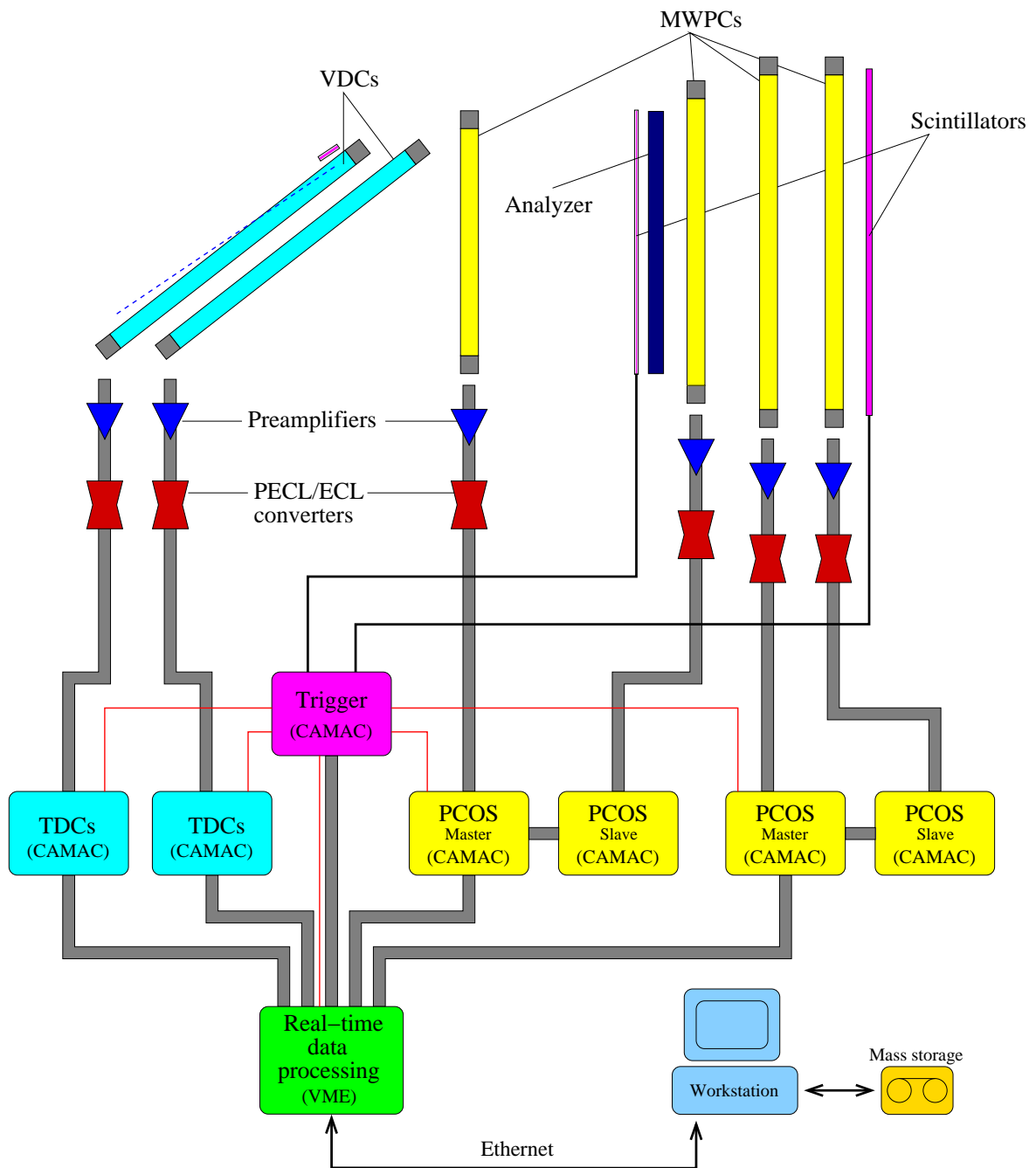


Abb. 4.5: Schema des Auslesesystems. Die Signale der Detektoren werden verstärkt, in ECL-Signale umgewandelt und zum CAMAC-Auslesesystem geleitet. Die Informationen jedes Ereignisses werden schließlich in einem VME-Rechner gebündelt, analysiert und über Ethernet in den Messraum zur Speicherung und zur weiteren Analyse geschickt.

Protokolls auf fünf Verbindungen mit dem VME-System verknüpft. Die ersten beiden CAMAC-Rahmen enthalten TDC-Module für die Messung der Driftzeiten in den VDCs. Im dritten CAMAC-Rahmen befindet sich das Triggersystem, in dem auch Auslese-TDC's für die Szintillatoren integriert sind. Die MWPC's werden über vier PCOS-Module ausgelesen. Im Gegensatz zu den VDC's werden in dem System für die MWPC's keine Zeitinformatoren weiterverarbeitet, sondern nur welcher Draht angesprochen hat. Die "data words" (zwei Bytes) werden zwischen dem CAMAC-System und dem VME-System mit einer Taktfrequenz von 10 MHz übertragen. Die Totzeit der Elektronik wurde im Rahmen der Dissertation von V. Hannen [43] untersucht, indem die Ausleserate als Funktion der Ereignisrate in den Detektoren für einen einzelnen TDC-Kanal, dem PCOS-System der MWPC's, dem FERA-Bussystem und der gesamten Elektronik gemessen wurde. Unter Annahme einer Poisson-verteilten Zählratenstatistik ergibt sich zwischen der Ausleserate t , der Ereignisrate i und der Totzeit τ folgende Beziehung

$$t = \frac{i}{1 + i\tau}. \quad (4.1)$$

Bei dieser Messung wurden Totzeiten τ zwischen 4.7μ s für einen einzelnen TDC-Kanal und 6.6μ s für das FERA-Bussystem ermittelt. Da die CAMAC-Rahmen simultan ausgelesen werden können, richtet sich die totale Auslesezeit nach der langsamsten Verbindung zwischen CAMAC und VME-System, dem FERA-System. Das VME-System kann bei einem Totzeitverhältnis von 67% mit 100 kHz die Detektoren auslesen. Die Gesamttotzeit wird durch nachfolgende Verbindungen, vor allem die Ethernet-Verbindung (maximale Übertragungsrate 1 MB/s), bestimmt. Diese Totzeit kann jedoch hinreichend genau bestimmt werden: Dazu wird ein Triggersignal, untersetzt durch den Vetoszintillator, durch ein logisches "Und" zwischen den Meantimer-Signalen der Szintillatorebenen erstellt. Diese Signale erzeugen die sog. "primary events". Sie leiten auch die Auslese des CAMAC-Systems ein. Die Auslese kann aber durch ein "busy"-Signal der unterschiedlichen CAMAC und VME-Systeme blockiert werden. Die Zahl der nicht blockierten Ereignisse, d.h. die Zahl der auf Band geschriebenen Ereignisse, wird als "acquired events" bezeichnet. Vernachlässigt man die Totzeit vor dem Erzeugen des Auslese-Triggers, dann kann das Gesamttotzeitverhältnis dt wie folgt berechnet werden

$$dt = 1 - \frac{\text{acquired events}}{\text{primary events}}. \quad (4.2)$$

Das durch die Module vor der Erzeugung der “primary events” verursachte Totzeitverhältnis kann durch Gl. (4.1) abgeschätzt werden. Bei einer Totzeit der involvierten, logischen Module von 50 ns und einer Zählrate von unter 50 kHz ist der Unterschied zwischen Triggerrate und realer Ereignisrate kleiner als 0.25%.

Für die Zielsetzung dieser Arbeit, die Messung der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten, muss aus der azimuthalen Asymmetrie des zweiten Streuprozesses auf die Polarisation der am Nickel-Target gestreuten Protonen geschlossen werden. Das Problem ist nun, dass die meisten Streuprozesse im Kohlenstoffanalysator lediglich Vielfach-Coulombstreuung sind und wegen fehlender Analysierstärke keine Polarisationsinformationen liefern. Mit zunehmendem Streuwinkel nimmt jedoch der Anteil an Coulombstreuung stark ab und die Analysierstärke des Proton-Kohlenstoff-Systems zu. Um die Spinflip-Wahrscheinlichkeit bei gleicher Ereignisrate besser bestimmen zu können, empfiehlt es sich daher, schon während der Datenaufnahme die Kleinwinkelstreuung zu unterdrücken. Diese Aufgabe wird von den im VME-System integrierten Digital Signal Prozessoren (DSP) übernommen [15]. Das VME-System, wie in Abb. 4.6 skizziert, besteht aus fünf First-In-First-Out Modulen (FIFO), welche die Detektor-Signale zwischenspeichern und gleichmäßig über einen VME-Bus an einem Arbitrator weitergeben. Dieser wiederum verteilt die Daten gleichmäßig über einen lokalen Bus an zwei DSPs, so dass mehrere Ereignisse gleichzeitig bearbeitet werden können. Die DSPs sind so programmiert, dass sie unter Benutzung der MWPC-Informationen folgende drei Tests durchführen können: Datenkonsistenztests, die Spurrekonstruktion in den MWPC’s und Unterdrückung von Ereignissen mit sekundären Streuwinkel θ_C kleiner als einen vorgegebenen Minimalwert.

- Für den ersten Test, dem Datenkonsistenztest, werden die PCOS und TDC-Daten auf Vollständigkeit geprüft.
- Der Spurrekonstruktionstest stellt sicher, dass nur für Ereignisse von korrekt rekonstruierten Teilchenbahnen der sekundäre Streuwinkel geprüft wird. Wegen der Redundanz der Informationen aus den drei MWPC’s (D2, D3 und D4) können Spuren mit doppelten Treffern oder fehlenden Drähten in einer der drei Kammern immer noch rekonstruiert werden. Bei fehlenden Drähten oder Doppeltreffer in der D1-Kammer aber kann aus den MWPC-Daten allein kein sekundärer Streuwinkel berechnet werden. Diese Ereig-

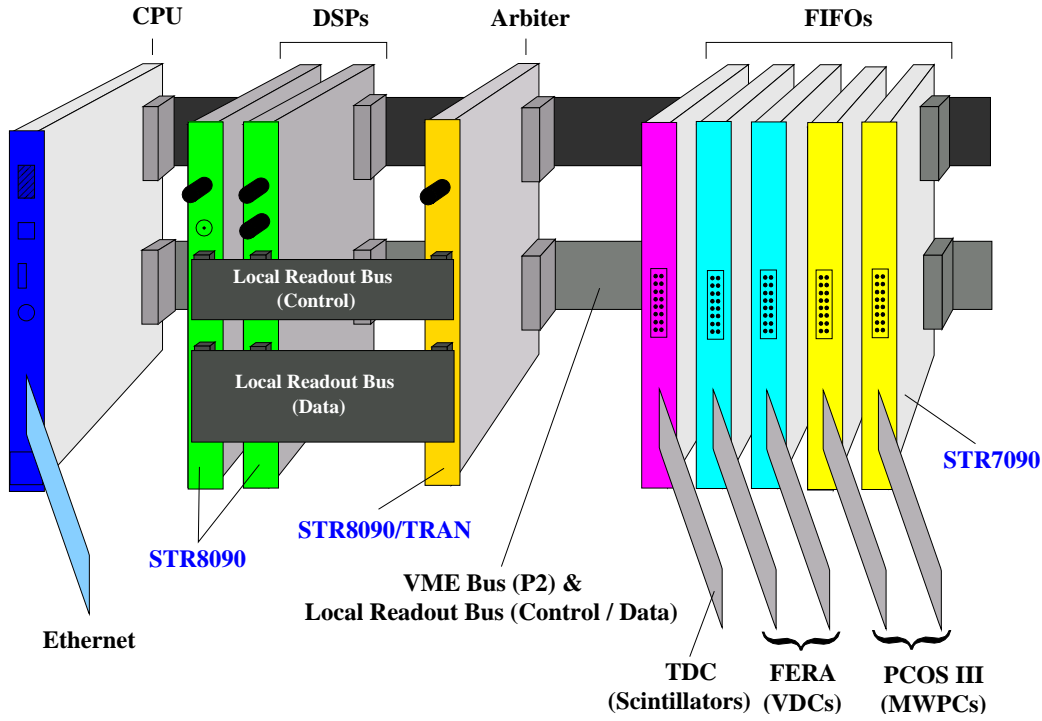


Abb. 4.6: VME-Elektronik. Die Daten aus den fünf CAMAC-Rahmen sind mit je einem FIFO verbunden. Die FIFO's leiten die Daten gleichmäßig an einem Arbitrer weiter, welcher die Daten so auf zwei DSPs verteilt, dass diese mehrere Ereignisse gleichzeitig analysieren und testen können. Die verbleibenden Ereignisse werden von der CPU des VME-Rechners über eine Ethernetverbindung zum Messraum geschickt.

nisse werden daher ohne weitere Tests akzeptiert. In der Offline-Analyse können dann unter Benutzung der VDC-Informationen auch diese Ereignisse rekonstruiert werden.

- Der sekundäre Streuwinkel θ_C wird aus dem Skalarprodukt

$$\cos^2 \theta_C = \frac{(\vec{x}_{in} \cdot \vec{x}_{out})^2}{|\vec{x}_{in}|^2 |\vec{x}_{out}|^2} \quad (4.3)$$

ermittelt. Hierbei wird der Vektor \vec{x}_{in} durch die Informationen der D1-Kammer und dem aus den D2-D4 Kammern extrapolierten Streuort im Kohlenstoffanalysator rekonstruiert. Der Vektor \vec{x}_{out} berechnet sich aus den Koordinaten der D2 und D4-Kammer. Während des Experiments wurden nahezu alle Ereignisse mit einem sekundären Streuwinkel $\theta_C < 3^\circ$ sofort verworfen.

Der DSP braucht für jede der drei Operationen $5 \mu s$. Daraus ergibt sich bei einem Einsatz von zwei parallel rechnenden DSPs eine Rechnerzeit pro Ereignis von $8 \mu s$. Solange die Rate unter $125 kHz = 1/(8 \mu s)$ bleibt, ist der DSP in der Lage 100% aller Ereignisse zu verarbeiten.

Die verbleibenden Ereignisse werden dann an die CPU des VME-Systems weitergeleitet, welche über eine Ethernetverbindung die Daten zu einer Alpha-Workstation im Messraum verschickt. Dort werden die Daten dann analysiert und auf einem Massenspeichermedium gesichert. Um auch Wirkungsquerschnitte mit guter Statistik messen zu können, wird jedes n -te Ereignis ungeprüft wegeschrieben (i.d.R. ist $n = 100$).

Im Gegensatz zu anderen Systemen, wie am MIT-Bates [53] oder RCNP [54], welche keine Softwarelösung auf Basis von DSPs verwenden, kommt hier die Selektion der Ereignisse erst zum Einsatz, nachdem alle Detektoren ausgelesen wurden. Durch seine Programmierbarkeit ist es in der Anwendung wesentlich flexibler zu handhaben. Weiterhin ist die Auslese des CAMAC-Systems von den DSP-Tests entkoppelt, so dass beide Prozesse parallel laufen können. Die Totzeit des kompletten CAMAC- und VME-Systems beläuft sich auf unter $10 \mu s$.

4.1.5 Software

Neben der Kontrolle der Spektrometer-Magnete und der Steuerung der Targetleiter wurden zur Steuerung und Kontrolle des Experimentes noch zwei umfangreiche Software-Pakete eingesetzt: Das erste Programmpaket, die sogenannte SLOW-Control [55], beinhaltet die Steuerung der meisten Detektorparameter. Hierzu gehören u.a. die Hochspannungen der Triggerszintillatoren, der MWPC's und der VDC's, die Schwellen der Diskriminatoren und die Programmierung der Triggerlogik. Sowohl diese Parameter als auch die Zählraten von einigen Detektoren werden kontinuierlich zurückgelesen und graphisch dargestellt. Falls Einstellungen oder Raten nicht mehr mit ihren Sollwerten übereinstimmen, wird ein Alarm ausgelöst. Alle diese Daten werden in regelmäßigen Abständen gespeichert. Da die Zeitskala für diese Kontrollen in der Größenordnung von wenigen Hertz liegt, und die Auslese dieser Parameter nicht mit den eigentlichen Streueignissen synchronisiert ist, spricht man hier von der SLOW-Control. Sie ist eine

Java-Anwendung mit einer einfach zu bedienenden graphischen Oberfläche, die auf jedem Rechner laufen kann.

Das zweite große Programmpaket wird als FPPDAQ [43, 56] bezeichnet und kann ebenfalls bequem über eine graphische, plattformunabhängige Java-Benutzeroberfläche, der FPPGUI, gesteuert werden. Ein FPPDAQ-Prozess wird direkt auf dem Rechner des VME-Systems gestartet, um die Elektronik auszu-lesen und die Ereignisse per Ethernetleitung zur Workstation im Messraum zu schicken. Dort wird über einen zweiten FPPDAQ-Prozess die Datenspeicherung auf Tape gesteuert. Ein zählratenabhängiger Anteil der Ereignisse wird dupliziert und zum KVI-Netz geschickt, wo über einen dritten FPPDAQ-Prozess die Daten analysiert werden können.

4.2 Durchführung der Experimente

4.2.1 Kinematik

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Kern ^{58}Ni durch Streuung mit polarisierten und unpolarisierten Protonen untersucht. Mit diesen Experimenten sollen moderne Modelle zur Beschreibung von Wirkungsquerschnitten, Analysierstärken und Spinflip-Observablen in einem mittelschweren Kern ^{58}Ni getestet werden. Besonderer Schwerpunkt war hierbei der Test der Beschreibung der Spin-Dipol-Mode in diesem Kern. Aufgrund der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung erwartet man für Strahlenergien von knapp 200 bis 300 MeV und kleinen Impulsüberträgen die günstigsten Bedingungen für die Untersuchung von Spinflip-Moden [21]. So liegt das Maximum von Spin-Dipol-Winkelverteilungen typischerweise bei Impulsüberträgen von 0.35 fm^{-1} (entspricht $\theta = 6^\circ$).

Als Target wurde eine selbsttragende, zu 99% angereicherte ^{58}Ni -Folie mit einer Fläche von $(17.6 \pm 0.9) \text{ mg/cm}^2$ verwendet. Zur Überprüfung der Normierung wurde in regelmäßigen Abständen mit einer 9 mg/cm^2 dicken ^{12}C -Folie gemessen.

Für die Experimente konnte vom KVI Groningen ein Protonenstrahl mit einer Energie von $E_0 = 172.2 \text{ MeV}$ zur Verfügung gestellt werden. Um für Dipol-Anregungen eine Winkelverteilung von Wirkungsquerschnitten, Analysierstärken

und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten messen zu können, wurde bei Spektrometerstellwinkeln von $\theta = 4.5^\circ$, 6° und 10° die Streuung polarisierter Protonen beobachtet. Dies entspricht Impulsüberträgen von etwa 0.25 fm^{-1} , 0.32 fm^{-1} und 0.53 fm^{-1} . Die Analysierstärke lässt sich hierbei nur bestimmen, wenn man die Messung mit mindestens zwei verschiedenen Strahlpolarisationen durchführt. Eine dritte Strahlpolarisation ist sinnvoll, um die ermittelten Analysierstärken überprüfen zu können. Die Polarisation wurde daher im Rhythmus von 2 min zwischen “Spin-up”, “-off” und “-down” gewechselt. Bei jedem Wechsel der Polarisation wurde die Datenaufnahme für drei Sekunden angehalten, um nur bei konstanter Strahlpolarisation zu messen.

Für die Bestimmung von Spinflip-Wahrscheinlichkeiten ist die Analyse der Streuung am ^{58}Ni -Target in der Streukammer und am Kohlenstoff-Analysator im FPP notwendig. Auch muss die Analysierstärke hierfür hinreichend genau bestimmt werden. Daher wurde in diesen Experimenten besonders darauf geachtet, statistische Fehler klein zu halten. Der Einsatz der in Kapitel 4.1.4 beschriebenen DSP's entlastet die Datenerfassung, ohne dabei die Rate der für die Bestimmung der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten relevanten Ereignisse zu reduzieren. Aus dem gleichen Grund wurde das Erfassen der elastischen Streuung durch den Einsatz eines Veto-Szintillators unterdrückt. Dadurch wurde es möglich, selbst bei Streuwinkeln von 6° mit Strahlströmen von ca. 4 nA zu messen. Um aber auch absolute Wirkungsquerschnitte messen und die DSP-Funktionen überprüfen zu können, wurden etwa dreimal täglich die DSPs abgeschaltet. Für die Messung elastischer Wirkungsquerschnitte wurde dann anschließend das Feld so verfahren, dass die Bahn elastisch gestreuter Protonen nicht durch den Veto-Szintillator ging.

Bei $\theta = 10^\circ$ wurde auch mit einem vollständig unpolarisierten Strahl gemessen. Der Vergleich zwischen polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitten, berechnet aus den Wirkungsquerschnitten bei unterschiedlichen Strahlpolarisationen, und der Messung bei einem vollständig unpolarisierten Strahl erlaubt einen weiteren Test der Messapparatur.

Die Einstellungen bei Spektrometerstellwinkeln von 16° und 19° dienten einer genaueren Vermessung der Winkelverteilung von der elastischen und von einigen unelastischen Übergängen.

Die Energieauflösung hängt von dem genauen Streuwinkel innerhalb der Ak-

zeptanz des Spektrometers ab. Sie wurde am ersten angeregten Zustand bei $E_x = 1.454$ MeV gemessen und lag für alle Spektrometer-Einstellungen zwischen 70 und 100 keV.

4.2.2 Strahlpolarisation

In der etwa eine Woche andauernden Strahlzeit wurde ca. drei Mal am Tag die Strahlpolarisation aller drei Einstellungen “Spin-up”, “-off” und “-down” gemessen. Die Messung wurde jedoch jeweils zuerst mit abgeschaltetem Hexapol-Magnet und HF-Durchgang durchgeführt, um die instrumentellen Asymmetrien des IBP mit Hilfe eines vollständig unpolarisierten Strahls zu bestimmen. Die instrumentellen Asymmetrien konnten dann bei der Bestimmung der Strahlpolarisation direkt berücksichtigt werden. Die Abb. 4.7 zeigt die Normal- und Seitwärts-polarisation der drei Einstellungen als Funktion der Zeit. Die von Null verschiedene Normalpolarisation der “Spin-off” Einstellung rührt von der Aufspaltung der magnetischen Unterzustände durch den Hexapol-Magnet und dem induzierten Übergang $(+, -)$ nach $(-, +)$ bei der Ionisation her. Die Schwankungen der gemessenen Polarisationen übersteigen die statistischen Schwankungen um bis zu 2%. Ein ähnliches Ergebnis wurde auch bei früheren (\vec{p}, p') -Experimenten festgestellt [43]. Variationen dieser Art können nicht allein durch die Quelle erklärt werden. Sie sind auf eine Kombination von realen Polarisationsänderungen und geometrischen Effekten strahlaufwärts zurückzuführen. Schwankungen aufgrund von variierender Strahlposition am IBP-Target können allerdings ausgeschlossen werden. Da die Ursache dieser Variationen nicht eindeutig geklärt ist, wurden für die Analyse zum statistischen Fehler ein systematischer so hinzuaddiert, dass der χ^2 -Wert für den Mittelwert gerade eins wird. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse dieser Anpassung zu sehen. Die Seitwärtskomponente der Polarisation ist vernachlässigbar klein und wird im folgenden nicht berücksichtigt.

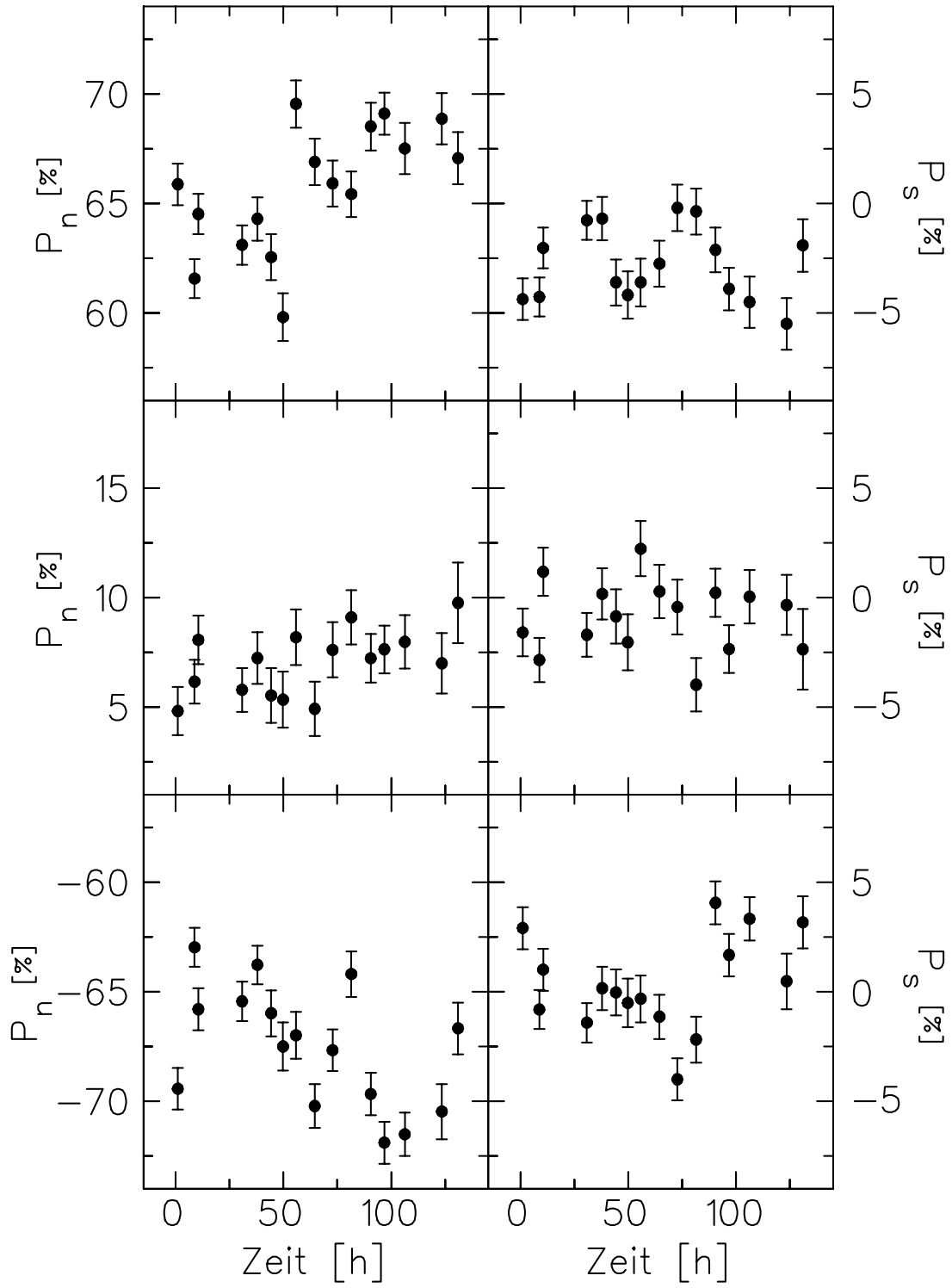


Abb. 4.7: Am IBP gemessene Normal- (P_n , linke Seite) und Seitwärtspolarisationen (P_s , rechte Seite) des Strahls für die drei Einstellungen “Spin-up”, “-off” und “-down” (von oben nach unten).

Tab. 4.2: Ergebnisse der Polarisationsmessungen am IBP. Die Fehlergrenzen beinhalten systematische Fehler.

Spin-up	$P_n = 65.6 \pm 2.8 \%$
	$P_s = -2.7 \pm 1.6 \%$
Spin-off	$P_n = 6.9 \pm 1.4 \%$
	$P_s = -0.9 \pm 1.6 \%$
Spin-down	$P_n = -67.5 \pm 2.7 \%$
	$P_s = 0.4 \pm 2.1 \%$

5 Wirkungsquerschnitte und Analyserstärken

5.1 Energie- und Winkelrekonstruktion

Energie und Streuwinkel des gestreuten Protons werden, unabhängig vom Polarimeter, aus den Informationen der beiden Vieldrahtdriftkammern am FPDS (vergleiche Abb. 4.4) gewonnen. Die Targetkoordinaten, gekennzeichnet durch den Index t, werden mit den Detektorkoordinaten (Index d) durch eine Taylorentwicklung dritten Grades

$$\alpha_t = \sum (\alpha | x^x \theta^\mu y^\lambda \phi^\nu) x_f^x \theta_d^\mu y_d^\lambda \phi_d^\nu \quad (5.1)$$

verknüpft. Hierbei kann α die x, θ, y, ϕ oder δ - Koordinate sein. Die Koordinaten x und θ beschreiben Ort und Winkel in der horizontalen Ebene, y und ϕ in der vertikalen Ebene und δ die relative Impulsablage. Sie wird definiert als die Abweichung der magnetischen Steifigkeit des gestreuten Teilchens $B\rho$ relativ zu der eines Teilchens, das entlang der Sollbahn des Spektrometers fliegt ($B\rho_0$)

$$\delta = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}, \quad (5.2)$$

wobei die magnetische Steifigkeit gleich dem Verhältnis aus Impuls und Ladung ist

$$B\rho = p/q. \quad (5.3)$$

Betrachtet man Streuereignisse bei einer festen Anregungsenergie des Kerns, so variiert nach Gl. (5.1) die relative Impulsablage im Spektrometer mit dem Streuwinkel aufgrund der Winkelabhängigkeit der Rückstoßenergie des Targets. Für die $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion bei 172.2 MeV Strahlenergie und einen Spektrometerstellwinkel von 10° ändert sich beispielsweise innerhalb der Akzeptanz die vom Target aufgenommene Rückstoßenergie um über 300 keV. Damit in Gl. (5.1) bei gegebener Anregungsenergie die relative Impulsablage unabhängig vom Streuwinkel ist, wird zunächst statt der x_d -Koordinate eine verschobene Koordinate x_f , wie in Abb. 5.1 gezeigt, berechnet. Die Verschiebung L ist eine Funktion des

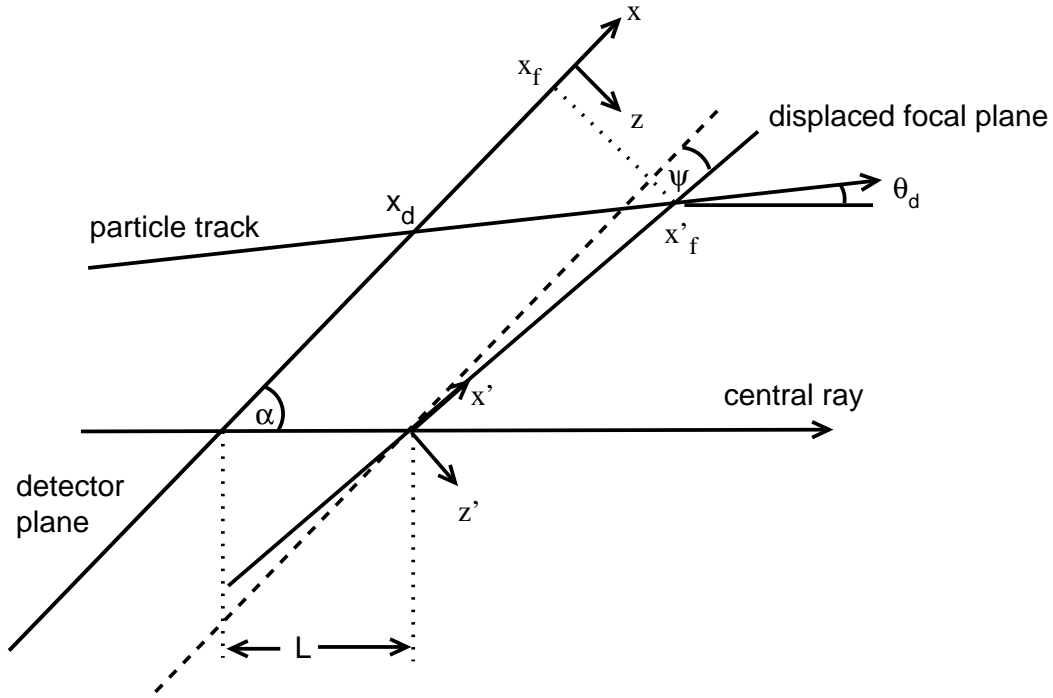


Abb. 5.1: Berechnung der Fokalebene unter Berücksichtigung kinematischer Effekte. Die gestrichelte Linie entspricht einer Verschiebung der Detektorebene in Richtung des Sollstrahls. Die Fokalebene wird durch eine kleine Verkipfung der Detektorebene um den Winkel ψ ermittelt. Der Durchstoßort im Detektorsystem x_d liegt bei einem Durchstoßwinkel θ_d und nach einer Drehung um die y-Achse um den Winkel ψ auf der Fokalebene an der Stelle x'_f .

kinematischen Faktors K und kann wie folgt bestimmt werden

$$L = \frac{-s_{11}s_{16}K}{1 + s_{11}s_{26}K} \text{mrad}, \quad (5.4)$$

wobei

$$K = \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \theta_r} \quad (5.5)$$

der kinematische Faktor in Einheiten von $[1/\text{mrad}]$ mit dem Programm KINEMA [57] berechnet wird. Die Größen s_{ij} sind Transportmatrixelemente erster Ordnung des Spektrometers. Die hier verwendeten Größen sind der Dissertation von V. Hannen [43] entnommen

$$s_{11} = -0.45, \quad s_{16} = 2.54 \frac{\text{cm}}{\%}, \quad s_{26} = 7.32 \frac{\text{mrad}}{\%}. \quad (5.6)$$

Berücksichtigt man noch, dass die Detektorkoordinaten x_d nicht exakt parallel zur Fokalebene sind, so muss die Koordinate x_f noch um einen kleinen Winkel ψ gedreht werden. Die neue Koordinate x'_f bildet dann die dispersive Koordinate der Fokalebene des Spektrometers und ist in guter Näherung proportional zur Strahlenergie. Sie wird anstelle der Koordinate x_d in Gl. (5.1) verwendet, wenn die Targetkoordinaten rekonstruiert werden.

Die Parameter der Gl. (5.1) wurden durch eine Lochblenden-Messung [43] bei einer Strahlenergie von 150 MeV und verschiedenen Feldern des BBS ermittelt. Dabei wurden folgende Näherungen gemacht: Aufgrund der geringen Auflösung des vertikalen Durchstoßwinkels ϕ_d bleibt dieser unberücksichtigt. Weiterhin wird ein punktförmiger Streuort ($x = y = 0$) angenommen. Da aber zur Verbesserung der Energieauflösung das Spektrometer im Energieverlust-Modus betrieben wird, ist der Strahl auf dem Target nicht punktförmig, sondern im Durchschnitt etwa 0.5 cm in horizontaler Richtung ausgedehnt.

Die Ergebnisse aus [43] wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einer Lochblendenmessung überprüft. Der Abstand zweier Löcher in der Blende beträgt sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung 20 mm. Das entspricht einem Streuwinkelunterschied von 24.475 mrad in der jeweiligen Richtung. In Abb. 5.2 ist der vertikale Streuwinkel gegenüber dem horizontalen aufgetragen. Die Bohrungen der Lochblende sind deutlich erkennbar. Die mittlere Auflösung (FWHM) des horizontalen Streuwinkels ist 5.4 mrad, die des vertikalen 9.1 mrad. Die rekonstruierte, vertikale Winkeldifferenz zwischen den Löchern ist nicht exakt 24.475 mrad. Für kleine vertikale Streuwinkel ist der rekonstruierte Abstand etwas zu klein, für große etwas zu groß. Die Genauigkeit der Raumwinkelbestimmung, d.h. die Genauigkeit in der Bestimmung der Differenz zweier Streuwinkel, lässt sich aus dem Bild abschätzen. Sie beträgt in horizontaler Richtung 2% und in vertikaler Richtung 8.5%.

Die kinetische Energie kann mittels der relativen Impulsablage δ aus Formel (5.1) und der magnetischen Steifigkeit $B\rho_0$ des Spektrometers berechnet werden [58]

$$E_x = E_0 - E_{Rec} + m_0 c^2 - \sqrt{m_0^2 c^4 + \left(\frac{B\rho_0(\delta + 1)}{3.3356} \frac{\text{MeV}}{\text{kG cm}} \right)^2}, \quad (5.7)$$

wobei E_x die Anregungsenergie, E_0 die Strahlenergie, E_{Rec} die mittlere Rückstoßenergie, und m_0 die Masse des Protons ist.

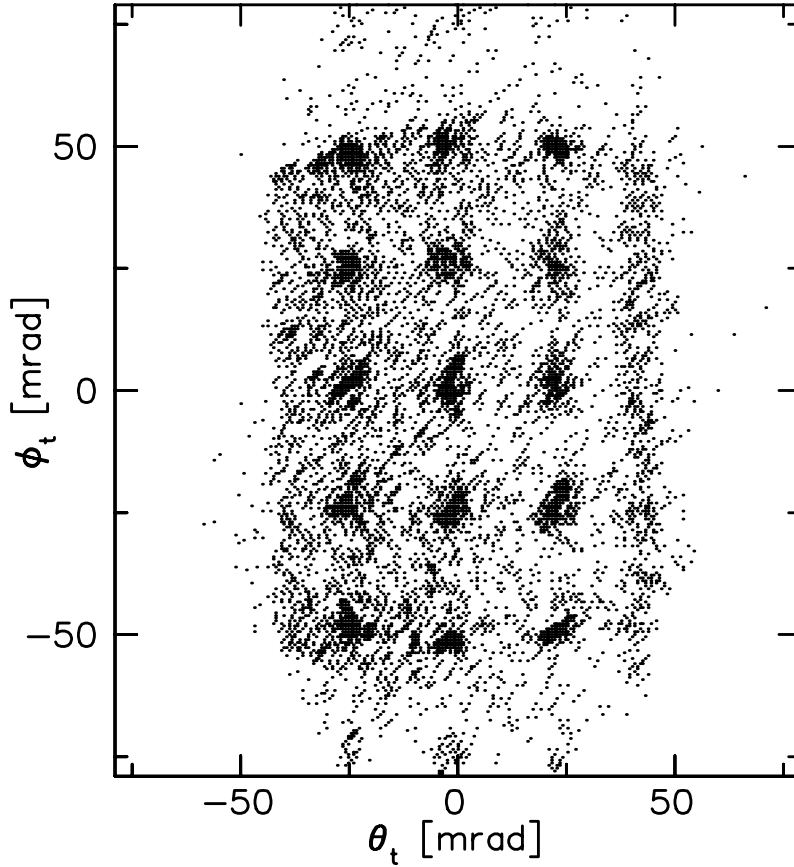


Abb. 5.2: Ergebnis der Lochblendenmessung. Aufgetragen sind der rückgerechnete vertikale Streuwinkel gegenüber dem horizontalen. Zu sehen sind die Bohrungen der Lochblende mit einer vertikalen und horizontalen Winkeldifferenz von jeweils 24.475 mrad.

Die Abb. 5.3 zeigt im oberen Teil die Zahl der gestreuten Protonen als Funktion des horizontalen Streuwinkels (Ordinate) und der Anregungsenergie (Abszisse) für die Reaktion $^{12}\text{C}(p, p')$. Der mittlere Teil stellt die Ereignisse als Funktion des vertikalen Streuwinkels und der Anregungsenergie dar und der untere die Projektion auf die Anregungsenergieachse.

Die Linie bei Anregungsenergie Null entspricht elastisch gestreuten Protonen. Weiterhin sind die bekannten Anregungen bei 4.44 MeV ($J^\pi; T = 2^+; 0$), 7.65 MeV ($J^\pi; T = 0^+; 0$), 9.64 MeV ($J^\pi; T = 3^-; 0$), 12.71 MeV ($J^\pi; T = 1^+; 0$) und 15.11 MeV ($J^\pi; T = 1^+; 1$) zu erkennen. Bei etwa 4 bis 8 MeV Anregungsenergie gibt es im oberen Teilbild von Abb. 5.3 eine leicht verkippte Linie. Sie ist auf eine

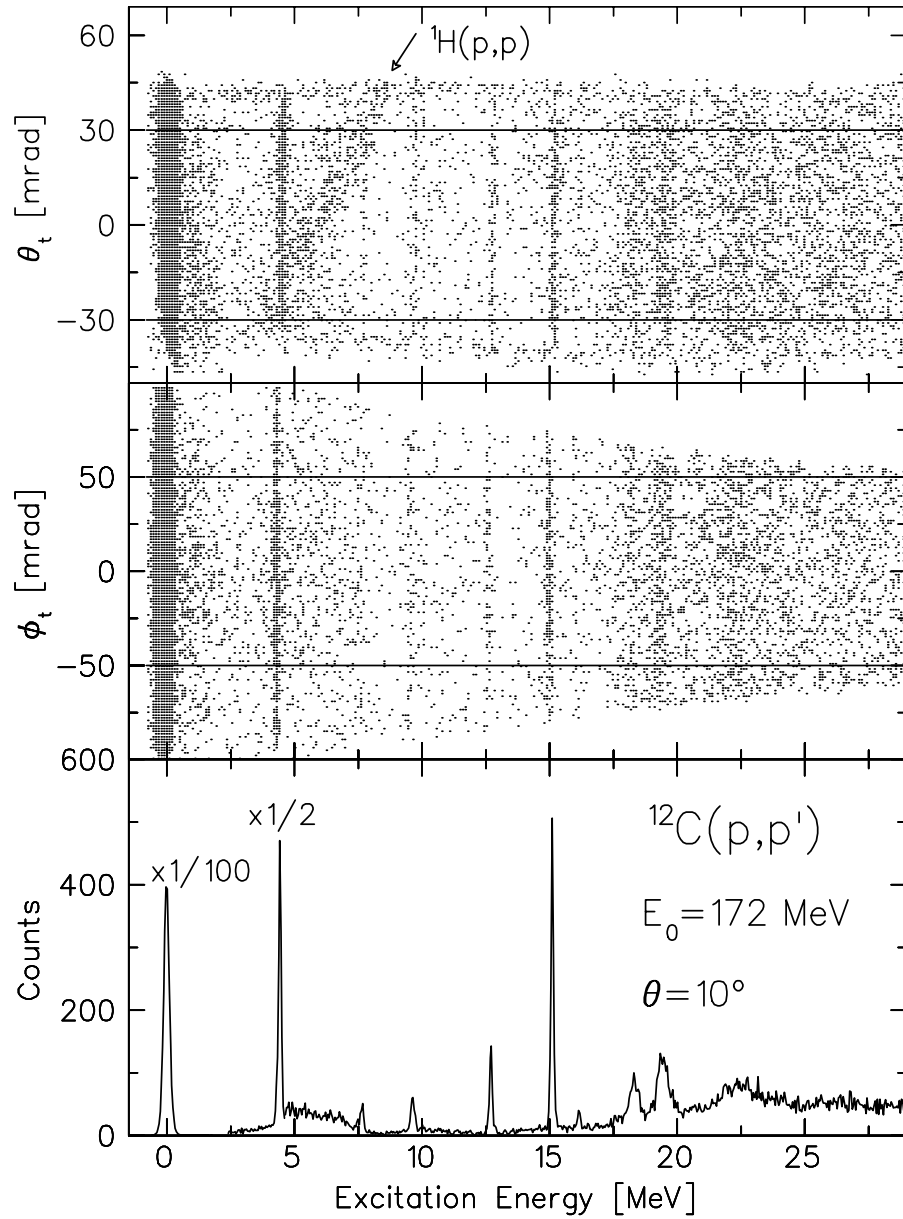


Abb. 5.3: Das obere Fenster zeigt die Intensität der Ereignisse, aufgetragen nach horizontalem Streuwinkel und Anregungsenergie und das mittlere nach vertikalem Streuwinkel und Anregungsenergie. Hier können Softwaregrenzen zur Untergrundunterdrückung festgelegt werden. Im unteren Fenster wird schließlich die Projektion der “guten” Ereignisse auf die Anregungsenergieachse abgebildet.

Kontamination des Targets mit Wasserstoff zurückzuführen. Da bei der Bestimmung der Anregungsenergie eine Rückstoßkorrektur für Kohlenstoff durchgeführt wird, Wasserstoff aber einen größeren Rückstoß aufnimmt und auch eine andere Winkelabhängigkeit des Rückstoßeffekts aufweist, ist die Linie gegenüber der elastischen Streuung in Kohlenstoff zu größeren Anregungsenergien verschoben und verkippt. An den Rändern der horizontalen Winkelakzeptanz sind vertikale Verdickungen zu sehen, welche durch Streuung an den Polschuhen des Spektrometers hervorgerufen werden. Im mittleren Teil ist auch zu sehen, wie sich die vertikale Akzeptanz als Funktion der Anregungsenergie bzw. der relativen Impulsablage im Spektrometer verändert. Der untere Teil der Abb. 5.3 zeigt eine Projektion der Ereignisse, die die eingezeichneten Winkelbedingungen erfüllen, auf die Anregungsenergieachse.

Diese Art der Darstellung eignet sich hervorragend, um Untergrundereignisse zu identifizieren, die durch Targetverunreinigungen oder instrumentellem Untergrund hervorgerufen werden. Auch eignet sich besonders das Spektrum von ^{12}C zur Kontrolle der verwendeten Auswertemethoden, da es schon vielfach und sehr genau bis zu hohen Anregungsenergien gemessen worden ist und sich durch eine geringe Anzahl markanter Übergänge auszeichnet. Weiterhin erlaubt die Darstellung in Abb. 5.3 das Festlegen von 2-dimensionalen Fenstern für die weitere Analyse. Damit lässt sich der instrumentelle Untergrund unterdrücken.

Die Spektren aus der $^{58}\text{Ni}(p, p')$ -Messung werden analog zur $^{12}\text{C}(p, p')$ -Messung bestimmt. Unterschiedlich ist hierbei nur die oben beschriebene Korrektur des Rückstoßes. Die Genauigkeit der Energieeichung im $^{58}\text{Ni}(p, p')$ -Experiment wurde durch lineare Regression an bekannte, mit sehr guter Auflösung gemessene Übergänge [59] unterhalb von einer Anregungsenergie von $E_x = 5 \text{ MeV}$ verbessert. Bei Streuwinkeln kleiner 12° wurde die Lage des prominenten $J^\pi = 1^+$ -Zustands bei $E_x = 11.662 \text{ MeV}$ mit einbezogen. Die Genauigkeit der Energieeichung liegt bei 15 keV , bei kleinen Anregungsenergien ist die Lage deutlich besser bestimmt.

Wegen der guten Statistik und der großen Winkelakzeptanz des Spektrometers können innerhalb der Winkelakzeptanz die Daten für verschiedene Streuwinkel getrennt untersucht werden. Dazu müssen die rekonstruierten Streuwinkel in polare Streuwinkel umgerechnet werden. In Abb. 5.4 sind die Ereignisse, die den in Abb. 5.3 eingezeichneten Bedingungen genügen, mit dem polaren Streuwinkel

θ_p und dem polaren Azimut-Winkel ϕ_p zu sehen, wobei ϕ_p als der Winkel zwischen der Streunormalen und der x-Achse definiert ist. Hier können dann feinere Streuwinkелеlemente mit dem Raumwinkel $\Delta\Omega = \sin\theta_p \Delta\theta_p \Delta\phi_p$ ausgewählt und getrennt analysiert werden.

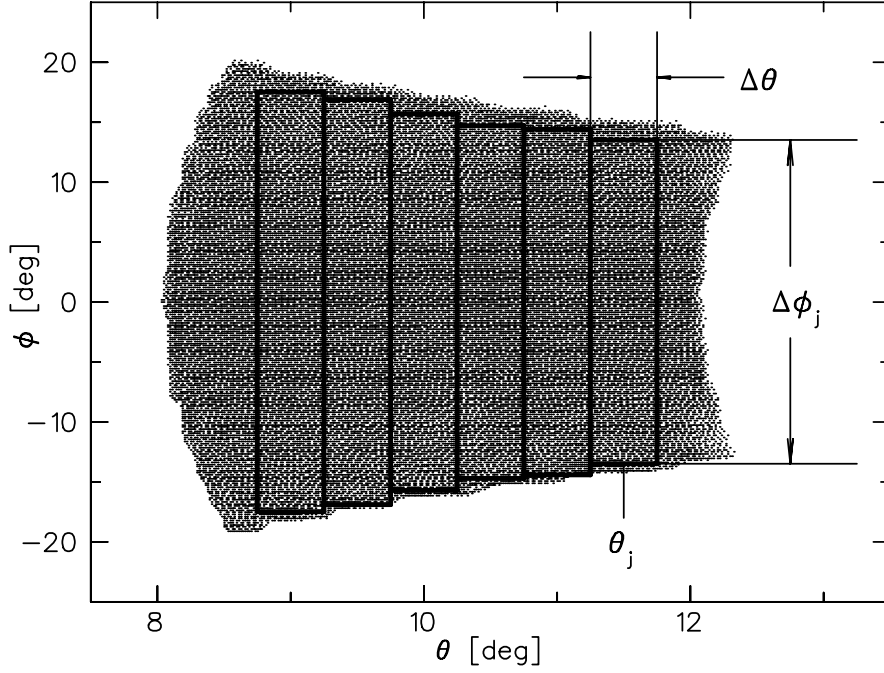


Abb. 5.4: Akzeptierte Ereignisse als Funktion des Streuwinkels (Abszisse) und des polaren Azimut-Winkels (Ordinate). Hier lassen sich einzelne Winkelbereiche auswählen, die dann im folgenden getrennt analysiert werden können.

5.2 Wirkungsquerschnitte

Um Wirkungsquerschnitte zu berechnen, muss für die k -te Polarisations-einstellung, den i -ten Energiekanal und den j -ten Raumwinkелеlement die im Raumwinkel $\Delta\Omega$ und im Energiebereich ΔE ermittelte Anzahl von Ereignissen N_{kij} zunächst bezüglich des Totzeitverhältnisses des Systems D_k , der Effizienz der Vieldrahtdriftkammern ϵ_{VDC} und der gesammelten Ladung Q_k ([nC], siehe Gl.

(5.9)) korrigiert werden. Im Falle eines polarisierten Protonenstrahls wurde dieser Vorgang für jede Strahlpolarisation durchgeführt. Die korrigierte Zählrate C_{kij} wird ermittelt durch folgende Gleichung

$$C_{kij} = \frac{N_{kij}}{(1 - D_k)Q_k \epsilon_{VDC}}. \quad (5.8)$$

Im folgenden werden die für die Normierung wesentlichen Größen diskutiert:

- Das Totzeitverhältnis wird, wie in Kapitel 4.1.4 beschrieben, durch das Verhältnis aus der Anzahl von Ausleseimpulsen zur Anzahl der Ereignisse bestimmt. Die Totzeit wird durch das langsamste Glied, die Ethernetverbindung, dominiert. Bei dieser Methode der Totzeitbestimmung sind nahezu alle Elemente, die zu derselben beitragen, automatisch berücksichtigt. Lediglich die Totzeit der Module zur Messung der Ereignisraten ist nicht enthalten. Diese ist aber vernachlässigbar klein ($< 0.74\%$ bei Trigger-Zählraten von maximal 150 kHz). Daher ist die Bestimmung der Totzeit nahezu frei von systematischen Fehlern. Der statistische Fehler bei der Bestimmung des Totzeitverhältnisses wird durch den statistischen Fehler für die Anzahl von Ausleseimpulsen einer Messeinstellung bestimmt und ist für alle Einstellungen immer kleiner als 0.1%. Bei allen Einstellungen, in denen die elastische Streuung durch den Vetoszintillator unterdrückt wurde, war das Totzeitverhältnis kleiner als 0.6 und die Zählrate kleiner 40 kHz, so dass hier auch der statistische Fehler in der Bestimmung des Totzeitverhältnisses vernachlässigbar ist. Wurden die Ereignisse elastisch gestreuter Protonen nicht unterdrückt, ist das Totzeitverhältnis deutlich höher. In diesem Fall wird der systematische Fehler bei der Bestimmung des Totzeitverhältnisses wie folgt abgeschätzt: Bei dem maximal gemessenen Totzeitverhältnis von 0.98 ± 0.001 ergibt sich somit für die Totzeitkorrektur ein relativer Fehler von 5%. Dieser Wert wurde als systematischer Fehler bei der Bestimmung der Totzeit für die Normierung elastisch gestreuter Protonen angenommen.
- Es wurde die im Strahlfänger gesammelte Ladung ausgelesen. Der systematische Normierungsfehler hierfür wurde in Anlehnung an ein früheres Experiment am gleichen Messplatz [43] auf unter 10% geschätzt. Die relativen Schwankungen in der korrigierten Zählrate von zeitlich aufeinander

folgenden Messungen sind jedoch für alle Streuwinkel kleiner als 5% und unabhängig vom Strahlstrom.

- Die Effizienz der Vieldrahtdriftkammern kann unterteilt werden in eine Ansprechwahrscheinlichkeit, welche in diesen Experimenten als von der Zählrate unabhängig angenommen werden kann, und einer Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus, welche bei hohen Zählraten lokal zu Effizienzen kleiner 90% führen kann [43]. Da Vielfachtreffer in den Vieldrahtdriftkammern prinzipiell verarbeitet werden können, ist es möglich, Protonenbahnen auch dann noch zu rekonstruieren, wenn mehrere Ereignisse, darunter auch Untergrundereignisse wie z.B. δ -Elektronen, die an der Austrittsfolie des Spektrometers oder im Detektor entstehen, gleichzeitig nachgewiesen werden. Die Rekonstruktion geschieht mit modernen Mustererkennungsmethoden und unter Ausnutzung von Korrelationen der vier VDC-Drahtebenen [60], so dass typischerweise 50% bis 70% aller Ereignisse, die bei Standardrekonstruktionsverfahren [61] verworfen worden wären, rekonstruiert werden können [62]. Die Rekonstruktionseffizienz beinhaltet die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren und die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus. Sie wird abgeschätzt aus der Zahl der rekonstruierten Protonenbahnen in den VDCs und der Zahl der Ereignisse, die in den Szintillatoren und in sechs von acht MWPCs detektiert werden. Die Abb. 5.5 zeigt die Rekonstruktionseffizienz aller Ereignisse als Funktion der Zählrate. Sie liegt bis etwa 50 kHz konstant bei etwa 95% und nimmt dann bei höheren Zählraten kontinuierlich ab. Die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus kann jedoch z.B. für elastisch gestreute Protonen kleiner sein als für unelastisch gestreute. Betrachtet man für den ersten angeregten Zustand in ^{58}Ni bei festem Winkel die Schwankungen der Wirkungsquerschnitte verschiedener Dateien, so sind sie dann am kleinsten, wenn eine von der Zählrate unabhängige Rekonstruktionseffizienz verwendet wird. Für die Normierung der unelastischen Wirkungsquerschnitte wird daher unabhängig von der Zählrate die konstante Rekonstruktionseffizienz von $95.7 \pm 1.4\%$ angesetzt. Für die Normierung der elastischen Wirkungsquerschnitte ist die Varianz der normierten Zählrate dann am kleinsten, wenn man eine schlechtere Rekonstruktionseffizienz ϵ_{VDC} verwendet, nämlich $\epsilon_{VDC} = 1 - 2.2(1 - \epsilon_{exp}/0.957)$, wobei ϵ_{exp} die gemessene Rekonstruktionseffizienz ist. Der Faktor 2.2 ist

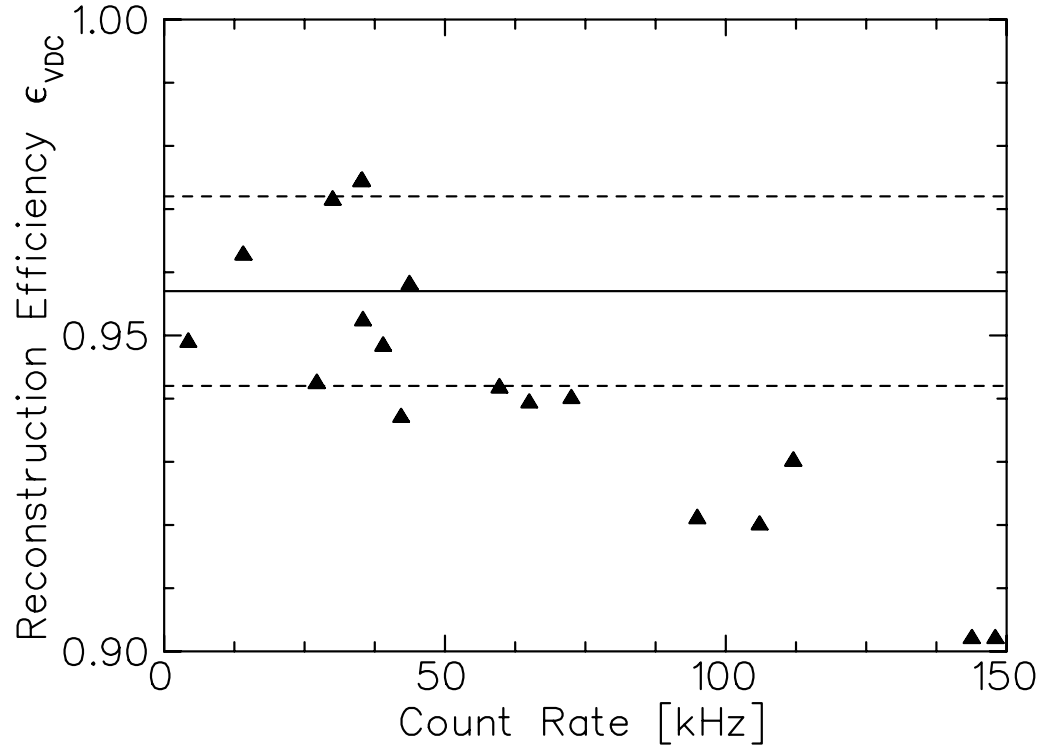


Abb. 5.5: Rekonstruktionseffizienz der Vieldrahtdriftkammern als Funktion der Zählrate. Bis zu einer Zählrate von etwa 50 kHz ist sie konstant (durchgezogene) Linie, danach fällt sie langsam ab.

hierbei der Wert, der sich durch Varianzminimierung ergibt. Diese Tests legen die Vermutung nah, dass die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus nur für die elastische Anregung und nur für hohe Zählraten von eins verschieden ist, bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz aber alle Ereignisse berücksichtigt werden, so dass sie für die elastische Anregung überschätzt wird. Daher wird für die elastische Linie die varianzminimale Rekonstruktionseffizienz verwendet. Die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus ist stets größer als 80%. Für ihre Bestimmung wird eine Ungenauigkeit von 5% angenommen.

Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(d\Omega dE)$ in Einheiten von mb/(sr MeV) für eine Polarisation k berechnet sich unter Berücksichtigung der

Breite des Energiebins ΔE in [MeV], des Raumwinkels $\Delta\Omega$ in [sr] und dem Verhältnis aus Targetmasse A in [g/Mol] und Targetdicke μ in [g/cm²] zu:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right|_k = 0.266 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{A}{\mu} \frac{C_{kij}}{\Delta\Omega_j \Delta E_i}. \quad (5.9)$$

Um den systematischen Fehler für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte abschätzen zu können, muss noch die Ungenauigkeit in der Targetdicke (5%) und des Raumwinkels (ca. 9%) berücksichtigt werden. Geht man von einander unabhängigen Fehlerquellen aus, ergibt sich der gesamte, systematische Fehler durch quadratische Addition zu etwa 14% für den unelastischen Wirkungsquerschnitt und 16% für den elastischen.

Wesentlich für die Qualität der Daten ist das Fehlen instrumentellen Untergrunds. Während des Experimentes wurde in regelmäßigen Abständen eine Leertargetmessung durchgeführt, um mögliche, vom Target unabhängige Untergrundquellen sofort beseitigen zu können. Allerdings lassen sich mit der Leertargetmessung nicht alle Untergrundquellen feststellen: Die Einstreuung von Protonen aus dem Spektrometer oder dem Strahlfänger unterscheidet sich z.B. zwischen Leertarget und Nickel-Target, da der Protonenstrahl durch letzteres aufgeweitet wird und einen Energieverlust erleidet. Auch Mehrfach-Streuprozesse, beispielsweise ein elastisch gegen einen BBS-Magneten und von dort in die Akzeptanz des Detektorsystems gestreutes Proton, wird mit der Leertarget-Messung nicht erfasst, und die Größe dieses Effektes hängt sowohl vom Isotop als auch von der Targetdicke ab.

Da in ¹²C die wenigen Anregungen alle gut bekannt sind, eignet sich die ¹²C(p, p')-Reaktion sehr gut, um zumindestens bis etwa 16 MeV Anregungsenergie Messdaten, die durch Targetverunreinigungen oder instrumentellen Untergrund hervorgerufen werden, zu identifizieren. Mit Hilfe einer zweidimensionalen Darstellung wie in Abb. 5.3 kann man geeignete Bedingungen für θ_t und ϕ_t wählen, um diesen Untergrund möglichst effektiv zu unterdrücken.

Da die Winkelakzeptanz sehr groß ist, gibt es bei zwei der in Tabelle 4.2 angegebenen, benachbarten Spektrometerstellwinkel meistens einen gemeinsamen Streuwinkelbereich, so dass der sich miteinander vergleichen lässt. So kann man auch im Bereich des Kontinuums die Spektren auf instrumentellen Untergrund prüfen.

Abb. 5.6 zeigt Anregungsenergiespektren in ^{12}C bei verschiedenen Streuwinkel, Abb. 5.7 zum Vergleich Spektren der Reaktion $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$. Alle Anregungsenergiespektren in ^{12}C sind nahezu frei von instrumentellem Untergrund. Einzig bei einem Spektrometerstellwinkel von $\theta = 6^\circ$ ist bei einer Anregungsenergie von etwa 4.5 MeV bis 6.5 MeV eine breite Erhöhung im Wirkungsquerschnitt zu sehen, welche auf keine bekannten Anregungen in ^{12}C zurückgeführt werden kann. Vergleicht man den gemeinsamen Streuwinkelbereich der $\theta = 4.5^\circ$ - und $\theta = 6^\circ$ -Einstellung miteinander, so fehlt diese Erhöhung bei der $\theta = 4.5^\circ$ -Einstellung. Da sie in zweidimensionalen Spektren nach Art der Abb. 5.3 wie eine physikalische Resonanz aussieht, und in Leertargetmessungen nicht zu sehen ist, gibt es keine Möglichkeit sie direkt zu unterdrücken. Einen ähnlichen Untergrund findet man auch im ^{58}Ni -Spektrum bei $\theta = 6^\circ$. Hier liegt es bei 5.5 MeV bis 7 MeV Anregungsenergie und ist etwa doppelt so stark wie im ^{12}C -Spektrum. In beiden Fällen nimmt dieser Untergrund mit kleineren Streuwinkeln zu. Es handelt sich hierbei aller Wahrscheinlichkeit nach um elastisch gestreute Protonen, die am Rand des Strahlfängers ein weiteres Mal so gestreut werden, dass sie in die Akzeptanz des Detektorsystems fallen. Aufgrund des unterschiedlichen Rückstoßes der Isotope ^{12}C und ^{58}Ni und der unterschiedlichen Stärke der elastischen Streuung verläuft dieser doppelte Streuprozess leicht unterschiedlich, so dass diese Untergrundereignisse sich in Stärke, Energielage und Form leicht unterscheiden. Dieses Problem lässt sich in Zukunft wahrscheinlich durch eine leicht veränderte Position des Strahlfängers beheben. Der physikalische Wirkungsquerschnitt in diesem Energieintervall kann näherungsweise rekonstruiert werden, indem man für den gemeinsamen Winkelbereich der 4.5° und 6° -Einstellung des Spektrometers auf das untergrundfreie Spektrum zurückgreift und den restlichen Winkelbereich durch Interpolation zu den Daten der 10° -Einstellung ermittelt.

Weiterhin ist in den ^{12}C -Spektren ein Untergrund zu sehen, der aufgrund der Winkelabhängigkeit durch eine Kontamination des Targets mit Wasserstoff erklärt werden kann. Für die Messung mit dem ^{58}Ni -Target ist jedoch mit sehr hoher Genauigkeit eine Kontamination mit anderen Targetmaterialien auszuschließen.

Der Vergleich der 4.5° - und 6° -Spektrometereinstellungen für Anregungsenergien oberhalb von 15 MeV ergibt einen leichten, gleichförmigen, instrumentellen Untergrund (ca. 15% des Wirkungsquerschnitts) für die 4.5° -Spektren. Dieser Untergrund wurde durch Vergleich mit dem gemeinsamen Winkelbereich der 6° -

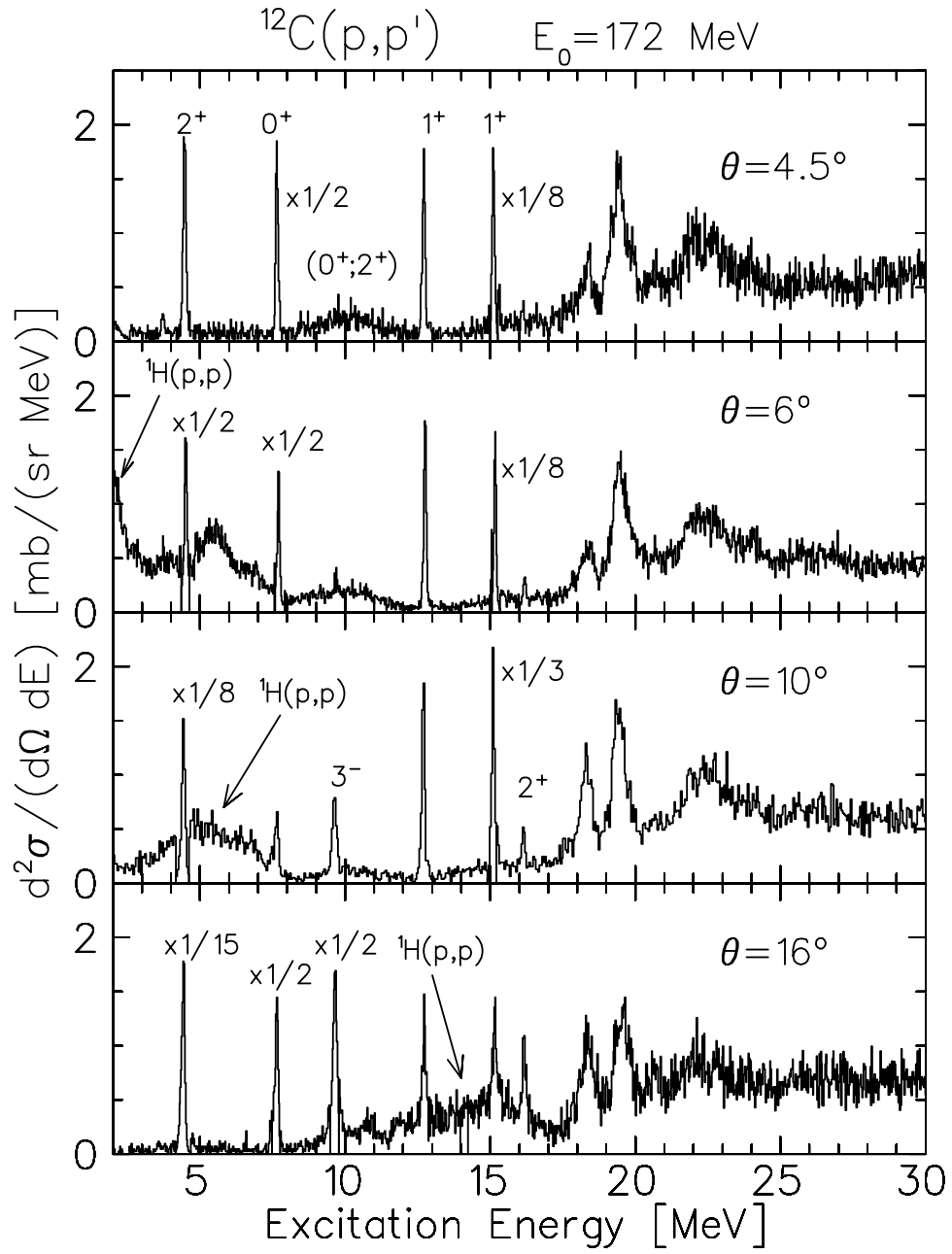


Abb. 5.6: Anregungsenergiespektren in ^{12}C für verschiedene Streuwinkel. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die stärksten Anregungen skaliert.

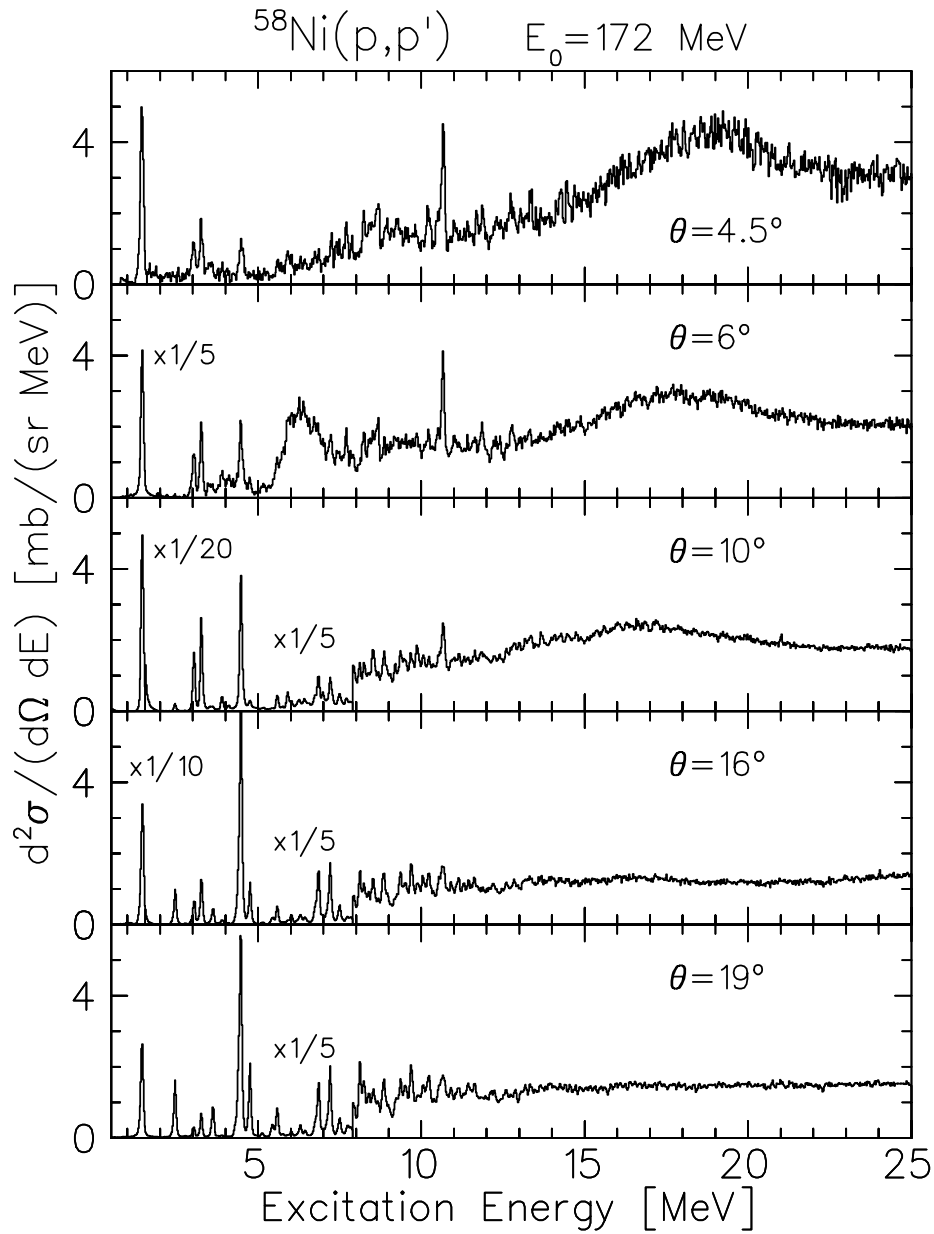


Abb. 5.7: Anregungsenergiespektren in ^{58}Ni für verschiedene Streuwinkel. Zur besseren Übersichtlichkeit ist überall die erste Anregung und für die drei größten Streuwinkel auch das komplette Spektrum bis 8 MeV Anregungsenergie skaliert.

Spektren subtrahiert.

5.3 Analysierstärke und Wirkungsquerschnitte

Der mit Hilfe von Gl. (5.9) ermittelte Wirkungsquerschnitt hängt von der Strahlpolarisation, welche als $\vec{p}_k = (0, p_y^k, 0)$ angenommen wird⁷, und der Analysierstärke der Reaktion $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$ wie folgt ab

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j, \phi) \right|_k^n = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j, \phi) \right|_0^n (1 + p_y^k \cos \phi A_n(\theta_j)), \quad (5.10)$$

wobei ϕ der Azimut-Winkel, $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j, \phi) \right|_0^n$ der über den n -ten Energiekanal integrierte, polarisationsunabhängige Wirkungsquerschnitt bei einem Streuwinkel θ_j und $A_n(\theta_j)$ die entsprechende Analysierstärke ist.

Die Analysierstärke kann durch Messungen mit unterschiedlichen Strahlpolarisationen p_y^k ermittelt werden, indem man die gemessenen Wirkungsquerschnitte ins Verhältnis setzt

$$\frac{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j, \phi) \right|_1^n}{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j, \phi) \right|_2^n} = \frac{(1 + p_y^1 \cos \phi A_n(\theta_j))}{(1 + p_y^2 \cos \phi A_n(\theta_j))}. \quad (5.11)$$

Mittelt man über den Azimut-Winkelbereich $\Delta\phi$ und löst die Gleichung nach $A_n(\theta_j)$ auf, erhält man

$$A_n(\theta_j) = \frac{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j) \right|_1^n - \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j) \right|_2^n}{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j) \right|_2^n p_y^1 < \cos \phi > - \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_j) \right|_1^n p_y^2 < \cos \phi >}. \quad (5.12)$$

Hat man einmal die Analysierstärke berechnet, ergibt sich der polarisationsunabhängige Wirkungsquerschnitt für jede Polarisation nach Gl. (5.10).

Die statistischen Fehler werden mittels der Methode der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt⁸ und enthalten die Ungenauigkeiten in der Bestimmung der

⁷Die Vernachlässigung der x-Komponente des Strahls hat keine Auswirkungen auf die Berechnung der Analysierstärken und Wirkungsquerschnitte, da sie sich bei einer Mittelung über den Azimut-Winkel weghebt.

⁸Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung wird im nachhinein dadurch gerechtfertigt, dass die ermittelten statistischen Fehler der Analysierstärken i.d.R. klein gegen $1 - |A(\theta_j)_n|$ sind und somit von symmetrischen Fehlergrenzen ausgegangen werden kann.

Strahlpolarisation. Der systematische Fehler für die Bestimmung der Analysierstärke hängt im Wesentlichen nicht von den Einzelheiten der Normierung der Wirkungsquerschnitte ab. Da jedoch die Analysierstärke anhand der Wirkungsquerschnitte zeitlich nacheinander folgender Messungen mit unterschiedlichen Strahlpolarisationen bestimmt wird, kann nicht ausgeschlossen werden, dass sich einige Bedingungen, die für die Normierung eine Rolle spielen könnten, wie z.B. Strahlstrom und Zählrate, während dieser Zeit geändert haben. Der größte systematische Fehler kann allerdings auf die Bestimmung der Strahlpolarisation zurückgeführt werden. Eine obere Grenze für den systematischen Fehler erhält man, indem man die Wirkungsquerschnitte einzelner Messungen bei gegebener Polarisation, festem Streuwinkel und definierter Anregungsenergie in ^{58}Ni vergleicht. So schwanken diese um etwa 5%. Da hier statistische Fehler auch eine Rolle spielen, liefert dieser Wert eine obere Grenze für den systematischen, absoluten Fehler der Analysierstärke von $A_n^{sys} < 0.05$.

5.4 Vergleich mit anderen Messungen

Aus den Daten dieses Experimentes konnten Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitten für ^{12}C im Bereich $4^\circ < \theta < 18^\circ$ und für ^{58}Ni von 4° bis 21° bestimmt werden; Analysierstärken wurden bis zu einem Streuwinkel von 11.5° bestimmt. In Abb. 5.8 werden die Winkelverteilungen der $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion für die stärksten Anregungen bis 15.11 MeV Anregungsenergie mit Ergebnissen von Experimenten bei ähnlicher Strahlenergie (150 - 200 MeV) verglichen. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten sind durch ausgefüllte Dreiecke gekennzeichnet. Für diese Anregungen konnten in den meisten Fällen die entsprechenden Flächen unter den Linien im Spektrum direkt durch Integration und ohne Anpassung einer Linienform bestimmt werden. Die wenigen, im vorherigen Kapitel beschriebenen Untergrundquellen können durch ein Polynom 2. Ordnung angenähert werden, das an den Bereich vor und hinter einer Linie angepasst wird. In allen Fällen ist der Fehler durch ungenaue Untergrundsubtraktion vernachlässigbar.

Die Winkelverteilungen in Abb. 5.8 sind aufsteigend nach Anregungsenergie ge-

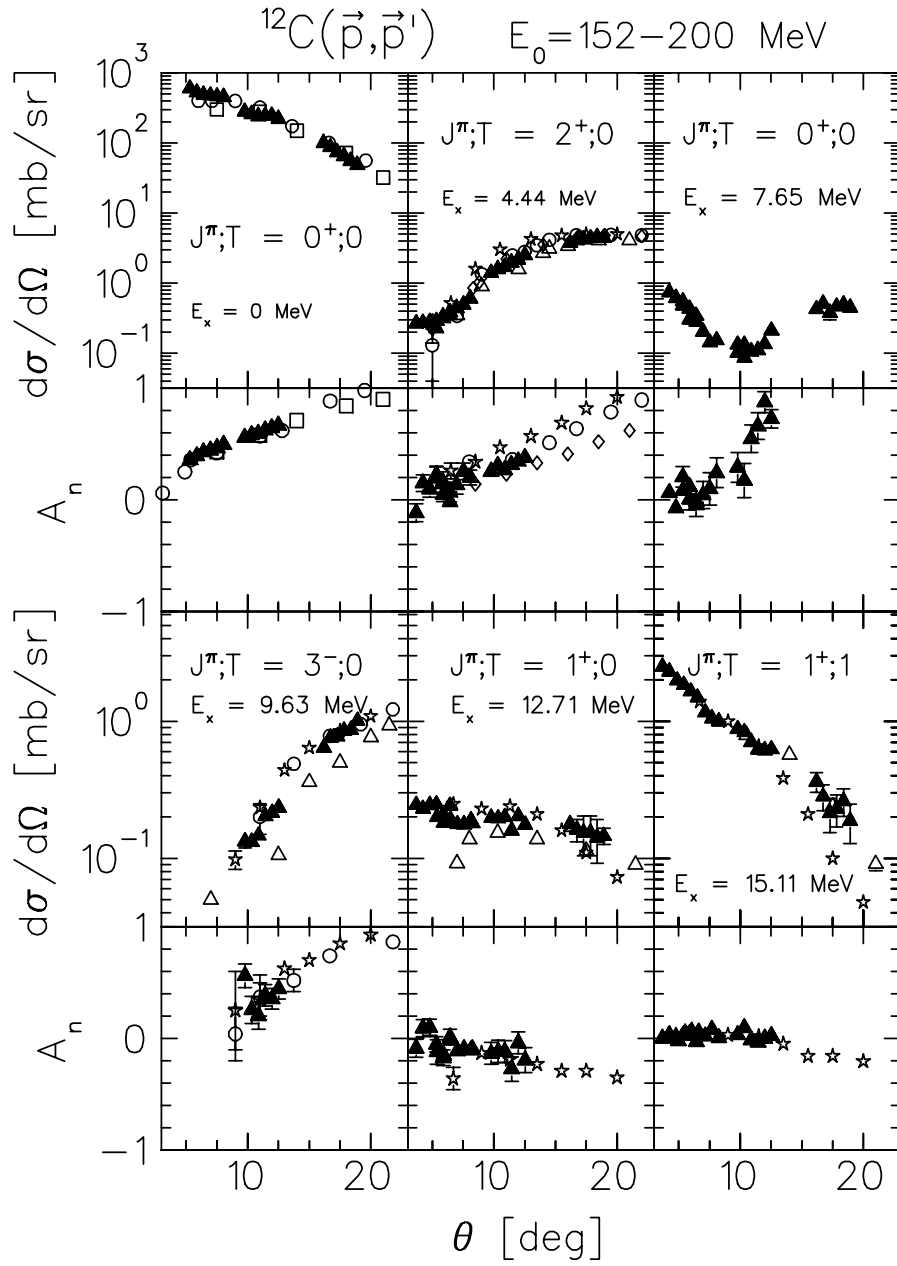


Abb. 5.8: Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken der $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Die ausgefüllten Dreiecke entsprechen den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten, die hohlen Rauten, Dreiecke, Quadrate, Kreise und die Sterne stellen die Ergebnisse von Experimenten bei Strahlenergien von 152, 155, 165, 185 und 200 MeV [63–67] dar.

ordnet. Dabei zeigen die ersten vier Winkelverteilungen Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien (oberes bzw. unteres Teilbild) von elastischer Streuung und isoskalaren Übergängen natürlicher Parität mit verschiedenen Bahndrehimpulsänderungen. Die letzten beiden Teilbilder beschreiben Zustände unnatürlicher Parität mit unterschiedlichem Isospin. Die Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Experimente ist recht gut, insbesondere bei der elastischen Streuung, der Anregung des ersten Zustands und dem M1-Übergang bei 15.11 MeV, welche auch am genauesten vermessen sind. Kleinere Abweichungen bei der Analysierstärke vor allem beim ersten angeregten Zustand können mit der hohen Abhängigkeit der Analysierstärke von der Strahlenergie erklärt werden, welche ihr Maximum bei $E_0 = 200$ MeV [65] erreicht. Tatsächlich liegen die neuen Ergebnisse zwischen den Ergebnissen bei einer Strahlenergie von 152 MeV (Rauten) und den bei 185 MeV (Quadrate) bzw. 200 MeV (Sterne). Für den Monopolübergang bei $E_x = 7.654$ MeV gibt es kein unabhängiges Experiment mit ähnlicher Strahlenergie, die früheren Ergebnisse für die anderen beiden Anregungen weisen eine erhebliche Streuung auf. Hier unterschätzen vor allem die Ergebnisse von Buenerd et al. [64] bei einer Strahlenergie von $E_p = 155$ MeV den Trend, der durch die anderen Experimente vorgegeben wird. Die gute Übereinstimmung mit einer Reihe anderer unabhängiger Experimente weist darauf hin, dass die systematischen Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte eher zu konservativ abgeschätzt wurden.

Eine ähnlich gute Übereinstimmung kann auch in Abb. 5.9 beobachtet werden, in der die Winkelverteilungen von drei unabhängigen Protonen-Streuexperimenten an ^{58}Ni miteinander verglichen werden können: die eigenen Ergebnisse (ausgefüllte Dreiecke) bei $E_p = 172.2$ MeV und Resultate bei Strahlenergien von $E_p = 178$ und 200 MeV (Kreise [18] bzw. Sterne [17]). Die Messungen von Lissanti et al. [17] bei einer Strahlenergie von $E_p = 200$ MeV zeigen vor allem bei kleinen Winkeln systematisch etwas größere Wirkungsquerschnitte als die Ergebnisse von Ingemarsson et al. [18] oder das vorliegende Experiment. Für die Anregung bei $E_x = 3.26$ MeV zeigt auch das Experiment von Ingemarsson et al. größere Wirkungsquerschnitte. Allerdings war in diesem Experiment die Auflösung nur $\text{FWHM}=270$ keV, so dass die Übergänge bei $E_x = 3.04$ und 3.26 MeV nicht getrennt werden konnten. Die Abweichungen in den Analysierstärken zeigen die gleiche Abhängigkeit von der Strahlenergie wie die Ergebnisse der ^{12}C -Reaktion.

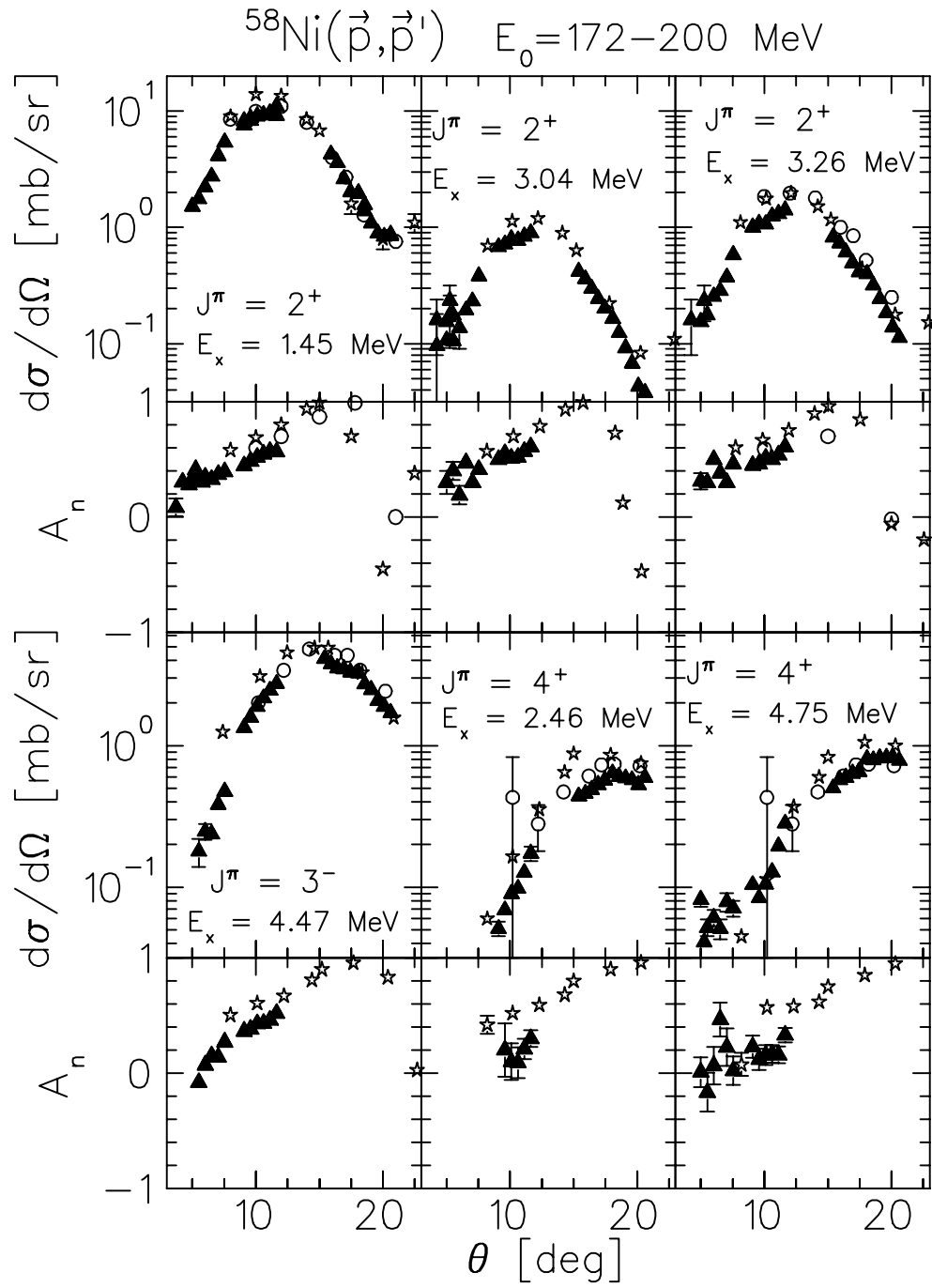


Abb. 5.9: Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken der $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, \vec{p}')$ -Reaktion als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Die Dreiecke, Kreise und Sterne entsprechen Daten des eigenen Experiments und Experimenten bei Strahlenergien von 178 und 200 MeV [17, 18].

6 Spinflip-Wahrscheinlichkeiten

Die Spinflip-Wahrscheinlichkeit kann bestimmt werden, indem man bei bekannter anfänglicher Strahlpolarisation die Polarisation der gestreuten Protonen misst. Die hier angewandte Methode, vgl. Kapitel 3, basiert auf einer Messung der azimuthalen Asymmetrie bei einem sekundären Streuprozess. Dies geschieht durch Streuung an einem Kohlenstoff-Analysator mit bekannter Analysierstärke, der direkt hinter dem Fokalebenen-Detektorsystem aufgebaut ist. Diese Anordnung wird daher als Fokalebenen-Polarimeter (Focal Plane Polarimeter FPP) bezeichnet. In diesem Kapitel wird zunächst die Bestimmung der Teilchenbahnen im FPP beschrieben, dann die Parametrisierung der Analysierstärke des Kohlenstoff-Analysators. Im letzten Abschnitt werden schließlich die mit diesem Verfahren gewonnenen Spinflip-Wahrscheinlichkeiten in ^{58}Ni gezeigt.

6.1 Bestimmung der Teilchenbahnen

In Abb. 6.1 sind die verwendeten Koordinatenbezeichnungen im Laborsystem definiert. Die Koordinaten x , y und z bzw. x' , y' und z' beschreiben die Achsen vor bzw. nach der primären Streuung. Nach dem Durchgang durch das Spektrometer werden die Achsen vor bzw. nach der sekundären Streuung durch die Koordinaten x'' , y'' und z'' bzw. x''' , y''' und z''' beschrieben.⁹ Die Achsen s , n und l bezeichnen analog die entsprechenden Helizitätskoordinaten. Die Streuwinkel am ^{58}Ni -Target werden durch den polaren Winkel θ und dem Azimut-Winkel ϕ beschrieben, die analogen Streuwinkel am Kohlenstoff-Analysator durch θ_C und ϕ_C . Die Winkeldefinitionen für das FPP folgen den Konventionen von Ohlsen [35].

Für eine Rekonstruktion der Teilchenbahn im FPP muss vor allem die x'' - und y'' -Position der MWPCs relativ zueinander und relativ zu den VDCs möglichst genau bekannt sein.¹⁰ Im Rahmen der Dissertation von V. Hannen [43] wurden

⁹Um Missverständnisse vorzubeugen, wurden die Koordinaten des sekundären Streuprozesses mit x'' , y'' und z'' bzw. x''' , y''' und z''' bezeichnet. Sie entsprechen den x , y und z bzw. x' , y' und z' -Koordinaten im Kapitel 3.2.

¹⁰Bei relativ kleinen sekundären Streuwinkel ($\theta_C < 25^\circ$) spielen Ungenauigkeiten in der Bestimmung der z'' -Positionen eine geringere Rolle als der x'' - und y'' -Koordinaten.

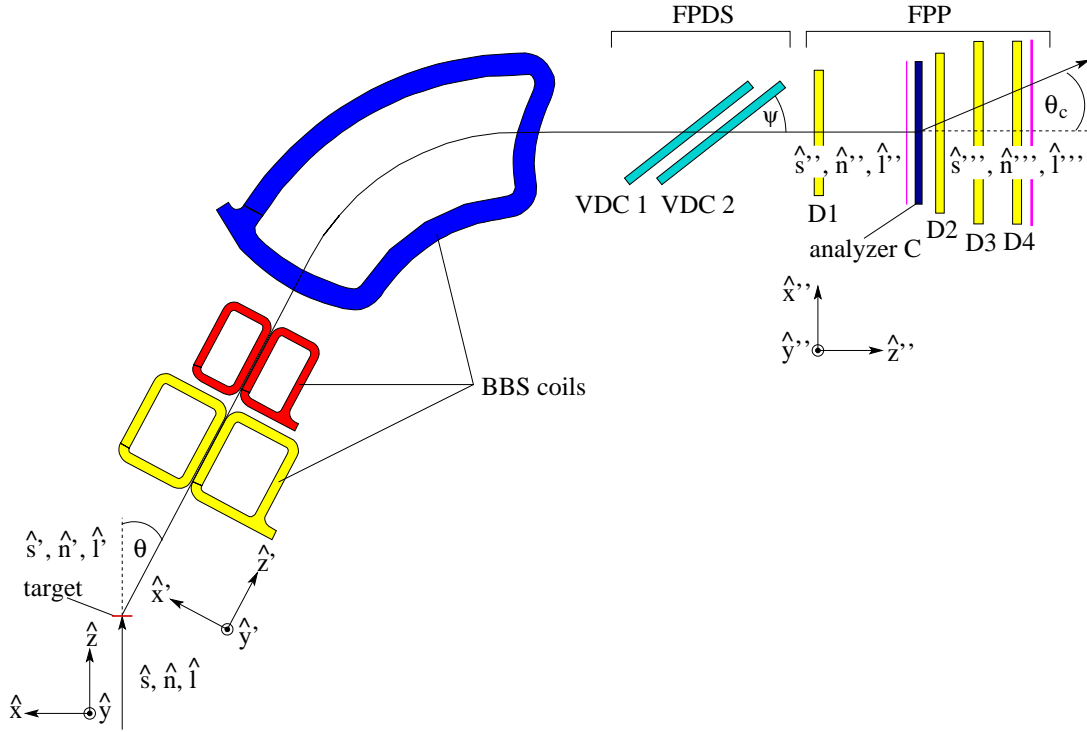


Abb. 6.1: Koordinatensysteme bei der Beschreibung von Polarisations-transfermessungen.

Abweichungen zwischen der nominellen und tatsächlichen MWPC-Position untersucht. Dazu wurde der Graphitblock entfernt. Bei der anschließenden Messung wurde die Protonenbahn mit Hilfe der VDC-Koordinaten ermittelt und zu der z'' -Koordinate der MWPC-Positionen extrapoliert. Die x'' - und y'' -Koordinaten an den MWPC-Positionen konnten schließlich mit den gemessenen Koordinaten verglichen werden. Mit dieser Methode lässt sich z.B. die x'' -Koordinate der MWPC4 auf 0.02 mm genau feststellen. Die Genauigkeit der anderen Koordinaten liegt in der gleichen Größenordnung.

Die Informationen zur Bestimmung der Teilchenbahn vor und nach dem Analysator sind redundant. So kann die Teilchenbahn vor dem Analysator allein durch die Informationen der VDC1 und der D1-Kammer, die Teilchenbahn nach dem Analysator durch die MWPCs D2 und D4 ermittelt werden. Die verbleibenden Kammern werden nun benutzt, um fehlende oder fehlerhafte Ereignisse zu rekonstruieren. Die Kammern VDC2 bzw. D3 werden verwendet, wenn eine Orts-

koordinate aus VDC1 oder D1 bzw. D2 oder D4 fehlt, bzw. die entsprechenden Kammern mehr als ein Ereignis gesehen haben. In letzterem Fall wird die Koordinate verwendet, die näher am interpolierten bzw. extrapolierten Wert liegt. Fehlen die Ortskoordinaten von mehr als einer Drahtebene, bzw. gibt es in mehr als einer Drahtebene zwei oder mehr Ereignisse, dann werden diese Ereignisse ausgelassen. Weiterhin können sog. „klingelnde“ Drähte, d.h. Drähte, die eine im Vergleich zu Nachbardrähten stark erhöhte Zählrate aufweisen, für die Offline-Analyse markiert werden, so dass sie bei der Datenanalyse nicht berücksichtigt werden.

Für alle Ereignisse, die zur Analyse der azimuthalen Asymmetrie herangezogen werden, muss gewährleistet sein, dass die Teilchenbahn sowohl vor als auch nach der Streuung am Kohlenstoff-Analysator einwandfrei rekonstruiert werden kann. Hierbei wird die Redundanz des Detektorsystems ausgenutzt. Für jedes Ereignis wird ein Kollinearitätstest durchgeführt und sowohl der kleinste Abstand zwischen Strahl vor und nach dem Analysator als auch die Vertexposition berechnet. Durch die Überprüfung von Kollinearitäten kann festgestellt werden, ob der Winkel zwischen zwei Segmenten einer Teilchenbahn mit Null verträglich ist. Die Kollinearitäten werden dafür wie folgt definiert

$$C_{x''}^{in} = \tan \theta_D - \frac{D1_{x''} - VDC1_{x''}}{D1_{z''} - VDC1_{z''}}, \quad (6.1)$$

$$C_{y''}^{in} = \tan \phi_D - \frac{D1_{y''} - VDC1_{y''}}{D1_{z''} - VDC1_{z''}}, \quad (6.2)$$

$$C_{x''}^{out} = \frac{D3_{x''} - D2_{x''}}{D3_{z''} - D2_{z''}} - \frac{D4_{x''} - D3_{x''}}{D4_{z''} - D3_{z''}}, \quad (6.3)$$

$$C_{y''}^{out} = \frac{D3_{y''} - D2_{y''}}{D3_{z''} - D2_{z''}} - \frac{D4_{y''} - D3_{y''}}{D4_{z''} - D3_{z''}}. \quad (6.4)$$

Dabei werden die horizontalen bzw. vertikalen Durchstoßwinkel des Protonenstrahls, θ_D und ϕ_D , relativ zum Referenzstrahl bestimmt. Wie in Abb. 6.2 zu sehen ist, sind die Kollinearitäten alle um Null zentriert. Das maximale FWHM der Verteilungen beträgt 34 mrad, d.h. der Winkel zwischen zwei Segmenten einer Teilchenbahn variiert im ungünstigsten Fall um ± 17 mrad.

Abb. 6.3 zeigt die für die Bestimmung des kleinsten Abstands zwischen einfallendem und aus dem Kohlenstoff-Analysator austretendem Strahl $|\vec{d}|$ und des Vertices \vec{v} relevanten Größen. Dabei sind P_1 und P_2 Durchstoßpunkte durch die

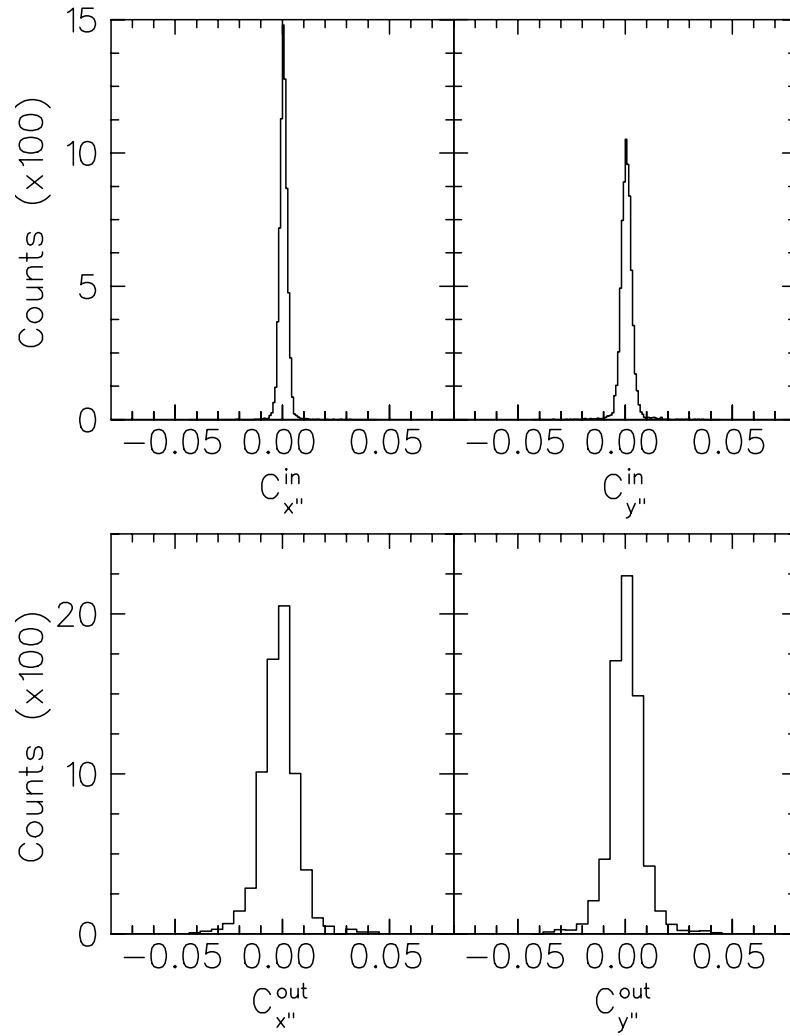


Abb. 6.2: Kolinearitäten der einlaufenden und auslaufenden Protonen am Kohlenstoff-Analysator mit Streuwinkel $\theta_C > 5^\circ$.

Kammern D1 und D2 und \vec{k}_{in} und \vec{k}_{out} die Teilchenbahnen vor bzw. nach dem Analysator.

Aus der Skizze 6.3 ergeben sich die Beziehungen, aus denen sich die Größen $|\vec{d}|$ und \vec{v} berechnen lassen

$$\vec{d} \cdot \vec{k}_{in} = 0, \quad (6.5)$$

$$\vec{d} \cdot \vec{k}_{out} = 0, \quad (6.6)$$

$$\vec{v} = \vec{P}_1 + s\vec{k}_{in} + \frac{1}{2}\vec{d} = \vec{P}_2 - t\vec{k}_{out} - \frac{1}{2}\vec{d}. \quad (6.7)$$

Abb. 6.4 zeigt die Verteilung von $|\vec{d}|$ und der z'' -Komponente der Vertex-Position

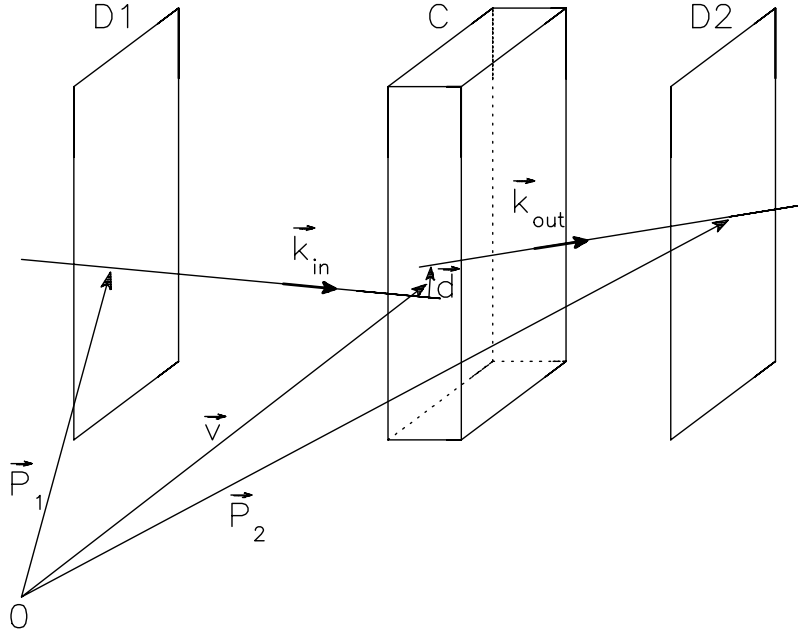


Abb. 6.3: Rekonstruktion des Vertex \vec{v} am Kohlenstoff-Analysator (C). Eingezeichnet sind sowohl die beiden MWPCs vor (D1) und nach dem Kohlenstoff-Analysator (D2), also auch der kleinste Abstand \vec{d} zwischen einlaufender \vec{k}_{in} und gestreuter \vec{k}_{out} Protonenbahn. Die Vektoren \vec{P}_1 , \vec{P}_2 und \vec{v} sind Ortsvektoren zu den Durchstoßpunkten der MWPCs bzw. dem Ort, der sowohl zur einlaufenden als auch gestreuten Protonenbahn einen Abstand von $|\vec{d}|/2$ hat.

relativ zur D1-Kammer. Grau schraffiert ist dabei der Bereich, der der Ausdehnung des Kohlenstoff-Analysators entspricht. Die linke und rechte Schulter in der Verteilung der z'' -Komponente der Vertex-Position ist zum einen auf Streuung im Szintillator S1 zurückzuführen, der sich genau zwischen D1 und Kohlenstoff-Analysator befindet, zum anderen auf die Streuung in der D2-Kammer. Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wurden in der Analyse Grenzen für $|\vec{d}|$ und $v_{z''}$ gesetzt, welche durch gestrichelte Linien gekennzeichnet sind.

Der für die Analyse des FPP relevante Streuwinkel im Kohlenstoff-Analysator θ_C wird aus den Vektoren \vec{k}_{in} und \vec{k}_{out} ermittelt

$$\theta_C = \arccos(\vec{k}_{in} \cdot \vec{k}_{out}). \quad (6.8)$$

Der azimutale Winkel ϕ_C wird berechnet, indem man die y -Komponente der

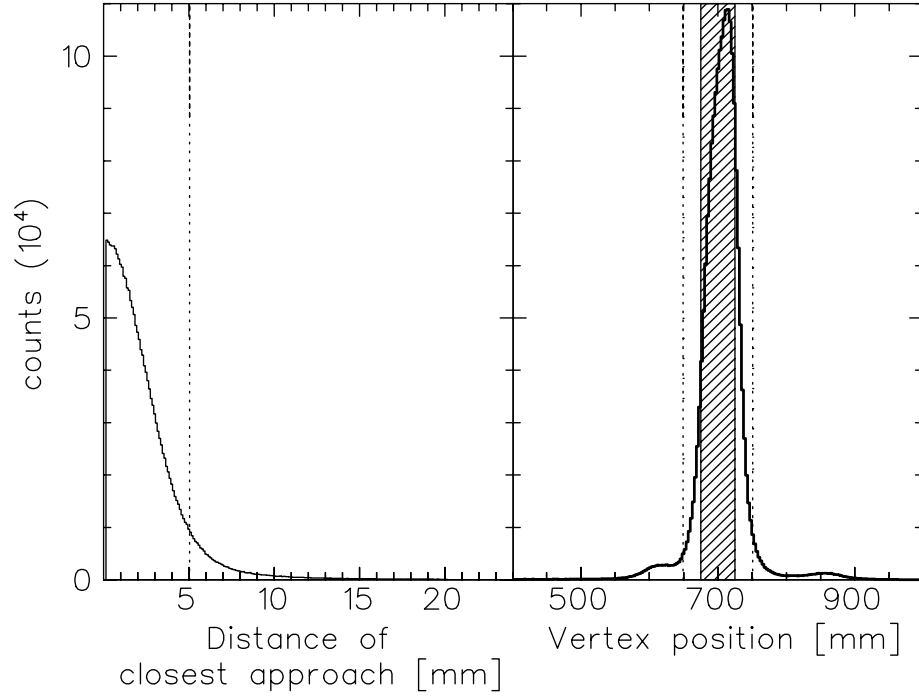


Abb. 6.4: Links ist die Verteilung des kleinsten Abstands $|\vec{d}|$ zwischen den rekonstruierten, auf den Kohlenstoff-Analysator einfallenden und den dort austretenden Protonenbahnen für Streuwinkel $\theta_C > 5^\circ$ abgebildet, rechts die Verteilung der berechneten z'' -Komponente der Vertexposition. Die schraffierte Fläche kennzeichnet die Ausdehnung des Graphitblocks. Die gestrichelte Linie zeigt jeweils die Grenzen, innerhalb derer ein Ereignis von der Analyse noch akzeptiert wird.

Streunormalen $\hat{n}'' = (n''_{x''}, n''_{y''}, n''_{z''})$ bestimmt:

$$\hat{n}'' = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|}, \quad (6.9)$$

$$\phi_C = \begin{cases} -\arccos(n''_{y''}), & \text{wenn } n''_{x''} \geq 0 \\ \arccos(n''_{y''}), & \text{wenn } n''_{x''} < 0 \end{cases}. \quad (6.10)$$

6.2 Effektive Analysierstärke des Kohlenstoff-Analysators

Die Analysierstärke des Kohlenstoff-Analysators wird in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_c in der Mitte des Graphitblocks und des sekundären Streuwinkels θ_C im Kohlenstoff-Analysator parametrisiert. Hierfür wird, analog zu [43], die Parametrisierung von Ransome *et al.* [49] verwendet, jedoch versehen mit einem Korrekturfaktor nach Aprile-Giboni *et al.* [50], der für eine bessere Beschreibung bei kleinen Winkeln ($\theta_C < 7^\circ$) sorgt

$$A_c(\theta_c, p_c) = \frac{aX}{1 + bX^2 + cX^4}, \quad (6.11)$$

$$X = p_c \sin(\theta_c), \quad (6.12)$$

wobei p_c der Protonenimpuls in der Mitte des Graphitblocks ist. Die Koeffizienten a , b und c sind in dem Energiebereich $100 \text{ MeV} < E_c < 500 \text{ MeV}$ wie folgt definiert

$$a = \sum_{i=0}^4 a_i r^i, \quad b = \sum_{i=0}^4 b_i r^i, \quad c = \sum_{i=0}^4 c_i r^i, \quad (6.13)$$

mit $r = p_c - 700 \text{ MeV}/c$. Die numerischen Werte sind aus [49] entnommen. Die Korrektur bei kleinen Streuwinkeln wird durch folgende Formel beschrieben

$$D(\theta_c, p_c) = \frac{1}{1 + \alpha_0 \exp(-\theta_c^2/(2\theta_s^2))} \quad (6.14)$$

$$\theta_s^2 = \alpha_1 + \alpha_2 \left(\frac{15 \text{ MeV}/c}{p_c \beta} \frac{180^\circ}{\pi} \right)^2, \quad (6.15)$$

wobei $\beta = v/c$, $\alpha_1 = 0.3 [\text{deg}^2]$ und $\alpha_2 = 0.26$ [43].

Da die Analysierstärke als Funktion der Protonenenergie in der Mitte des 50 mm dicken Graphitblocks parametrisiert ist, muss noch der Energieverlust in der ersten Hälfte des Kohlenstoff-Analysators ermittelt werden. Der Energieverlust wird durch numerische Integration der Bethe-Bloch Formel für verschiedene Protonenenergien berechnet und für die weitere Analyse durch ein Polynom dritten Grades approximiert. Diese Näherung ist anwendbar für Protonen mit Energien zwischen 100 und 200 MeV für einen 50 mm dicken Graphitblocks mit einer Dichte $\rho = 1.73 \text{ g/cm}^3$

$$\Delta E_c = e_0 + e_1 E + e_2 E^2 + e_3 E^3, \quad (6.16)$$

mit $e_0 = 91.76 \text{ MeV}$, $e_1 = -0.9978$, $e_2 = 4.801 \times 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ und $e_3 = -8.305 \times 10^{-6} \text{ MeV}^{-2}$.

6.3 Software-Korrekturen der asymmetrischen Akzeptanz im FPP

Da die Polarisation der am Target gestreuten Protonen durch eine Messung der Asymmetrie im FPP bestimmt wird, muss versucht werden, instrumentelle Asymmetrien so klein wie möglich zu halten. Folgende Ursachen für instrumentelle Asymmetrien kommen in Betracht

- Inhomogene, orts- oder winkelabhängige Effizienz des Detektorsystems. Durch die Redundanz des Systems (drei statt zwei Detektoren) konnte die Effizienz gemessen werden. Dabei zeigt sich, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit nahe 100% und dieser Effekt daher vernachlässigbar ist.
- Ungenaue Positionen der MWPCs, bzw. Abweichungen von der Parallelität zweier Ebenen, können zu Fehlern in der Bestimmung des Streuwinkel θ_C führen. Aus der Verteilung der in Abb. 6.2 gezeigten Kollinearitäten kann man eine Obergrenze von 17 mrad für die Abweichungen von der Parallelität ableiten.
- Da aufgrund unterschiedlicher Bahnen im FPDS die Protonen nicht genau in der Mitte des Graphitblocks auftreffen, können wegen der endlichen geometrischen Akzeptanz der Detektoren im FPP auf der einen Seite mehr Protonen außerhalb der Detektorfläche liegen als auf der anderen Seite. Dieses Problem wird mit dem in Abb. 6.5 illustrierten Verfahren gelöst [43].

Die Schätzer, wie sie in Kapitel 3.2 definiert sind, erfordern lediglich eine Symmetrie der Akzeptanzfunktion $\Lambda(\theta_C, \phi_C)$ bezüglich einer Drehung des Azimutal-Winkels ϕ_C um 180° , also $\Lambda(\theta_C, \phi_C) = \Lambda(\theta_C, \phi_C + \pi)$. Für jedes Ereignis wird daher geprüft, ob die Partner-Bahn, d.h. die Bahn, die man erhält, wenn man

den ursprünglichen Vektor \vec{k}_{out} bei festem Streuwinkel θ_C um 180° um die Protonenbahn vor dem Analysator \vec{k}_{in} dreht, noch innerhalb der Akzeptanz der D4-Kammer liegt.

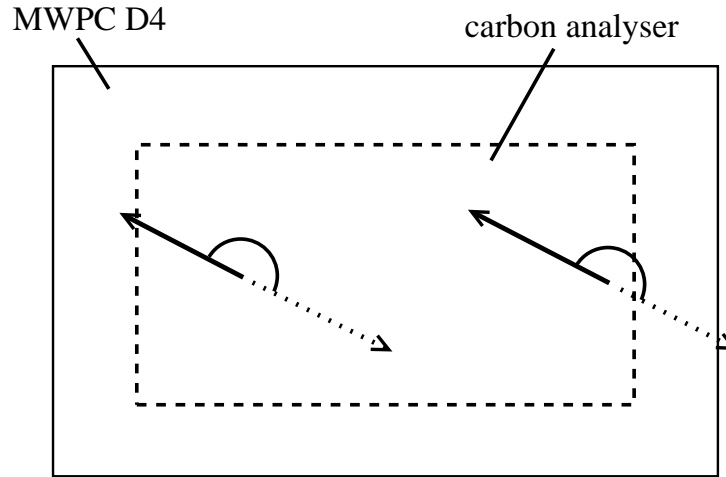


Abb. 6.5: Schematische Zeichnung zur Akzeptanzkorrektur des FPP. Zwei unterschiedliche Ereignisse sind hier exemplarisch dargestellt. Um Asymmetrien aufgrund der endlichen Nachweisfläche der Detektoren zu vermeiden, wird für jedes am Analysator gestreute Proton geprüft, ob der gestrichelt dargestellte „Partner“, d.h. der um 180° um die Achse der einfallenden Protonenbahn gedrehte Vektor noch auf der Nachweisfläche des entferntesten Detektors (D4) liegt. In diesem Beispiel wird also das linke Ereignis noch akzeptiert, während gegen das rechts abgebildete Ereignis verworfen wird.

Die Abb. 6.6 zeigt für verschiedene Anregungsenergien, welcher Anteil der Ereignisse mit dieser Methode verworfen wird.

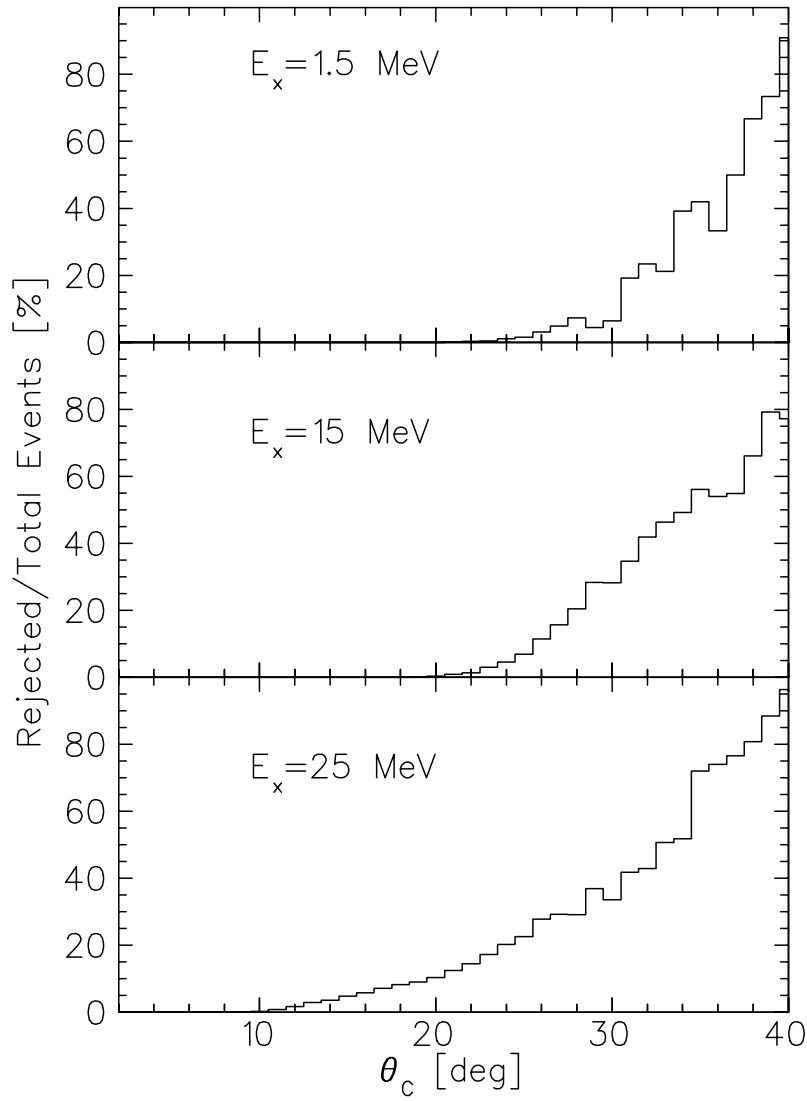


Abb. 6.6: Anteil der durch die Akzeptanzkorrektur verworfenen Ereignisse als Funktion des sekundären Streuwinkels für verschiedene Anregungsenergien.

6.4 Experimentelle Ergebnisse

Mit dem im Kapitel 3 beschriebenen Formalismus, lassen sich bei bekannter Strahlpolarisation aus der Asymmetrie der Streuung im FPP die Spinflip-Wahrscheinlichkeiten bestimmen. Für starke Übergänge lassen sich diese direkt angeben, für alle anderen Ereignisse wurden sie pro Anregungsenergieintervall

von 200 keV für die Streuwinkel $\theta = 6^\circ, 9^\circ$ und 11° berechnet. Da es aufgrund der großen Winkelakzeptanz des Spektrometers große Unterschiede im Streuwinkel und in der Analysierstärke geben kann, wurden diese über die Akzeptanz gemittelt.

$$\theta = \frac{1}{N} \sum_{ev.} \theta, \quad A_n = \frac{1}{N} \sum_{ev.} A_n(\theta). \quad (6.17)$$

Neben den Bedingungen für den Vertex $650 \text{ mm} < v_{z''} < 750 \text{ mm}$ und dem kleinsten Abstand $|\vec{d}| < 5 \text{ mm}$ (siehe auch Kapitel 6.1) wurde die azimutale Akzeptanz auf $|\phi| < 25^\circ$ limitiert, um den Fehler für die Vernachlässigung der Beiträge $D_{sl'}$ und $D_{ss'}$ der Spintransfermatrix auf kleiner 5% zu halten (siehe auch Kapitel 3). Außerdem wurden nur Ereignisse mit einem sekundären Streuwinkel θ_C zwischen 5° und 25° akzeptiert. Für Streuwinkel $\theta_C < 5^\circ$ ist die Analysierstärke des Graphitblocks vernachlässigbar. Außerdem könnten Ungenauigkeiten der DSP's bei der Online-Bestimmung des sekundären Streuwinkels zu falschen Asymmetrien führen. Für Streuwinkel $\theta_C > 25^\circ$ spielt die oben beschriebene Akzeptanzkorrektur eine immer größer werdende Rolle.

Die korrekte Funktionsweise des FPP lässt sich durch elastische Streuung an ^{58}Ni oder ^{12}C testen. Für diese Ereignisse gilt nämlich $P_{n'} - A_n = 0$ und $D_{nn'} = 1$, und daher $S_{nn'} = 0$. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die ursprüngliche Strahlpolarisation rekonstruieren und mit den Ergebnissen der IBP-Messung vergleichen. Abb. 6.7 zeigt die Differenz zwischen der rekonstruierten und der am IBP gemessenen Normal-Komponente der Strahlpolarisation als Funktion der Strahlzeit. Die am FPP rekonstruierte Polarisation stimmt auf knapp 8% mit der am IBP gemessenen überein. Betrachtet man die Differenzen jedoch genauer so stellt man fest, dass im Mittel das FPP für die Einstellungen up und down einen leicht kleineren Betrag der Strahlpolarisation liefert. Die Spinflip-Wahrscheinlichkeit ist ebenfalls nicht exakt Null. Für die elastische Streuung an Kohlenstoff ergibt sich $S_{nn'} = 0.033 \pm 0.020$ und an Nickel $S_{nn'} = 0.031 \pm 0.017$. Diese Abweichung ist auch schon in [43] beobachtet worden. Eine weitere Anregung, bei der die Spinflip-Wahrscheinlichkeit vernachlässigbar ist, ist der erste angeregte Übergang in ^{58}Ni . Allgemein bekannt ist, dass es sich hierbei um eine kollektive Oberflächenvibration bei einer Anregungsenergie von 1.45 MeV handelt. Da diese Energie viel kleiner ist als die Differenz der Bindungsenergie zwischen zwei Spin-Bahn-Partnern, z.B. $E_B(1f_{7/2}) - E_B(1f_{5/2}) > 6 \text{ MeV}$, kann auch durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung

kein Spin gedreht werden. Für diesen Zustand liefert das FPP eine über alle Winkel gemittelte Spinflip-Wahrscheinlichkeit von $S_{nn'} = 0.024 \pm 0.013$.

Die Ursache der kleinen, von Null abweichenden Spinflip-Wahrscheinlichkeit für die elastische Streuung im Experiment ist noch nicht abschließend geklärt. Eine mögliche Erklärung wäre ein systematischer Fehler bei der Messung der Strahlpolarisation. Die Strahlpolarisation beeinflusst zum einen die Bestimmung des Spintransfermatrixelements $D_{nn'}$ direkt, zum anderen indirekt über die Analysierstärke, welche selbst auch von der Strahlpolarisation abhängt (vergleiche Gl. (3.28)). Da keine eindeutige Begründung für die Abweichung bekannt ist, wird für alle Spinflip-Wahrscheinlichkeiten ein systematischer Fehler von 0.05 angenommen, der sich aus dem maximalen Fehler aufgrund der Vernachlässigung der Elemente $D_{sl'}$ und $D_{ss'}$ und der gemessenen Spinflip-Wahrscheinlichkeit für die elastische Streuung zusammensetzt.

In Abb. 6.8 sind die gemessenen Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für drei verschiedene Winkel über die Anregungsenergie in Schritten von 0.2 MeV dargestellt. Während bei Anregungsenergien bis etwa 10 MeV noch Fluktuationen erkennbar sind, nähert sich die Spinflip-Wahrscheinlichkeit zu hohen Anregungsenergien in allen Spektren einem konstanten Wert von etwa 0.2.

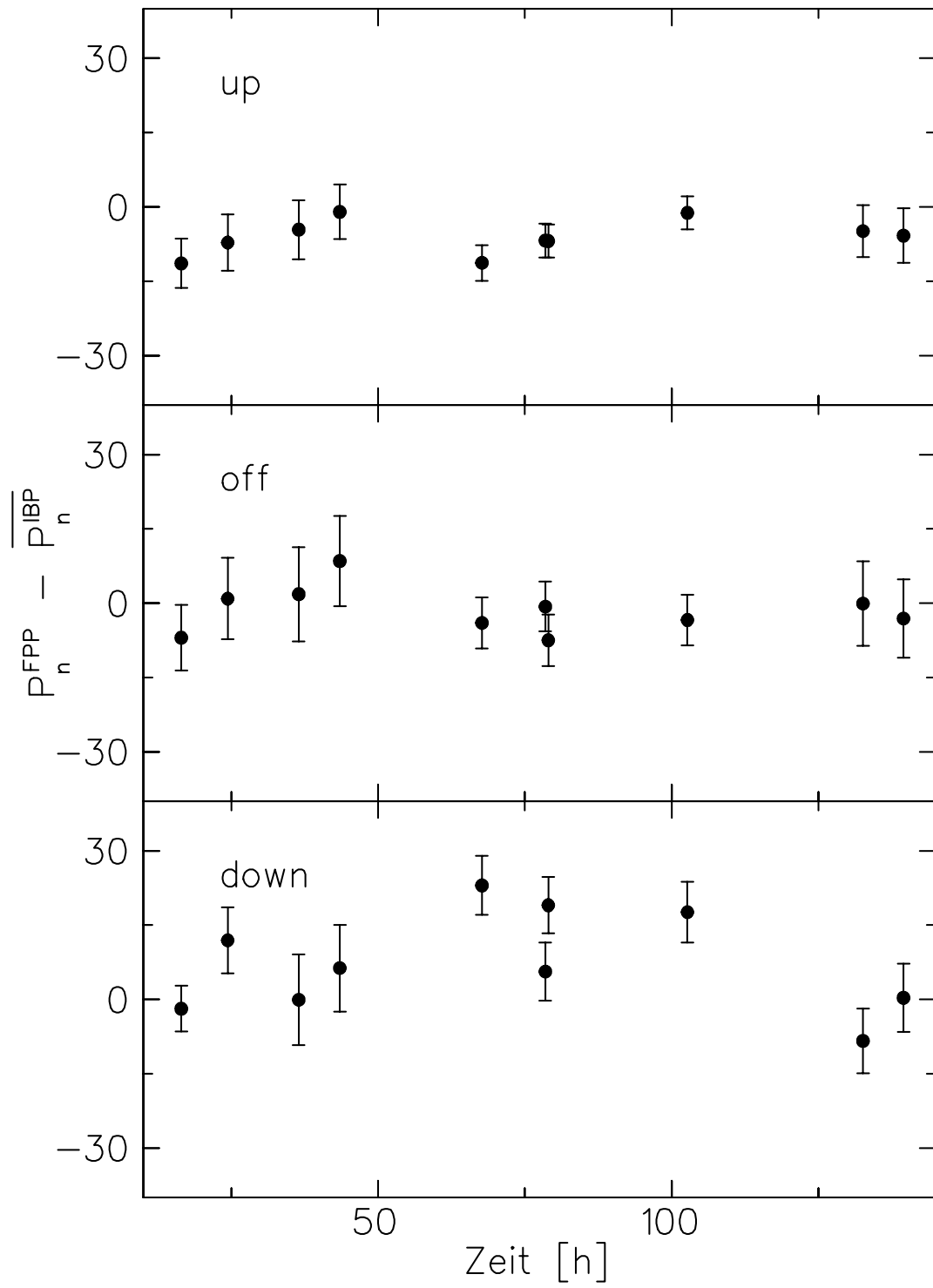


Abb. 6.7: Differenz zwischen am FPP rekonstruierter und am IBP gemessener Normal-Komponente der Strahlpolarisation für die drei Spineinstellungen up, off und down.

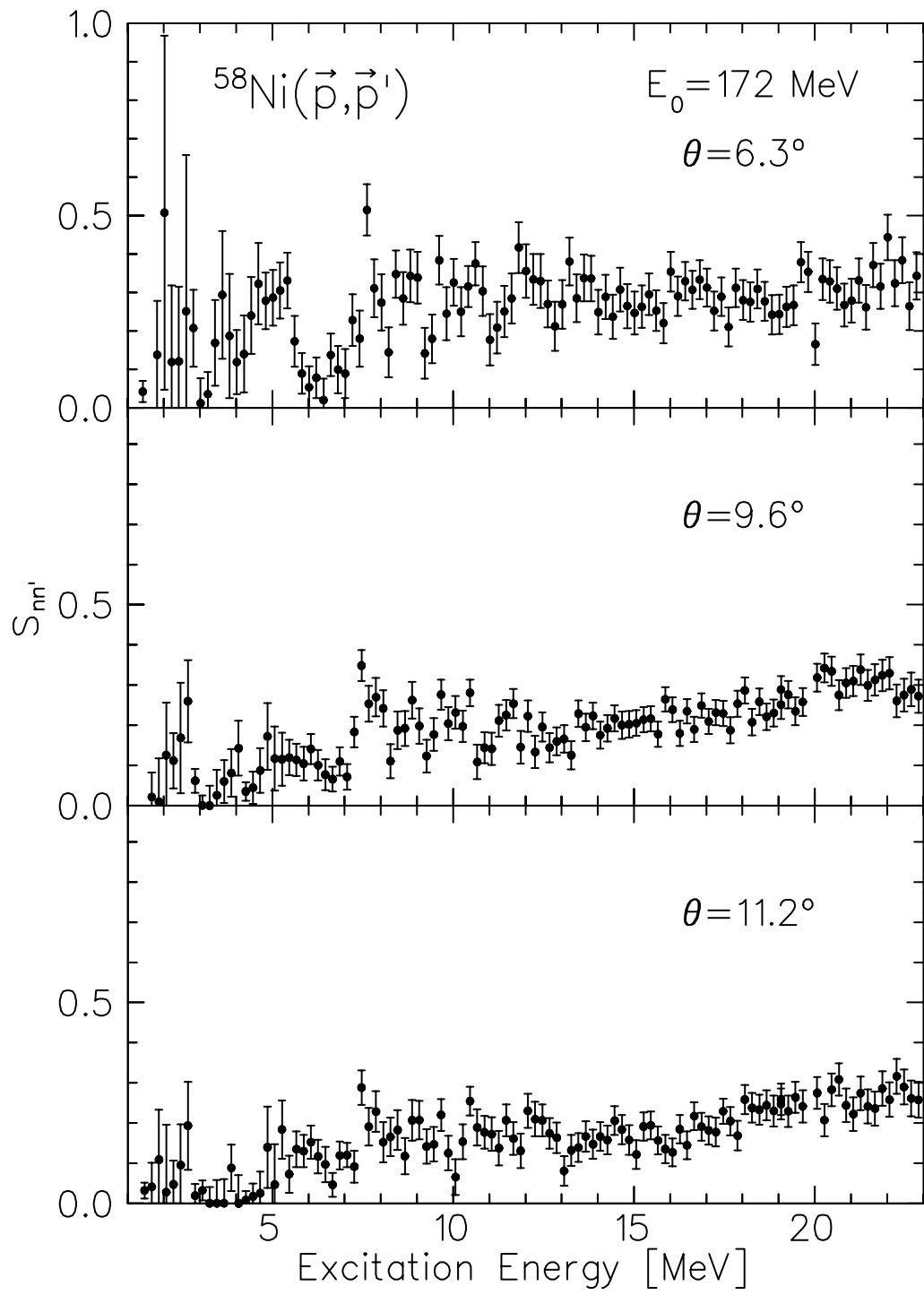


Abb. 6.8: Spinflip-Wahrscheinlichkeiten als Funktion der Anregungsenergie für drei verschiedene Streuwinkel.

7 Elastische Streuung und Übergänge bei niedriger Anregungsenergie

Zum Vergleich mit den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten, Asymmetrien und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten wurden die Observablen mit dem Programm DWBA98 berechnet [68]. Grundlage für diese Rechnungen ist das QPM [7]. Dabei wird sich der in Kapitel 2 vorgestellten Modelle zur Beschreibung der Projektil-Target-Wechselwirkung und der Kernstruktur bedient.

Die elastische Streuung und die prominenten Übergänge bis zu einer Anregungsenergie von fünf MeV stellen einen Testfall für die verschiedenen Parametrisierungen der NN-Wechselwirkung und der Qualität der QPM-Rechnungen dar, denn zum einen lassen sich diese Übergänge experimentell eindeutig auflösen, zum anderen ist auch eine eindeutige Zuordnung zwischen den experimentell beobachteten und den im QPM vorhergesagten Anregungen möglich. Zudem sind die elektromagnetischen Übergangsstärken aus der Literatur bekannt [59], so dass die Vorhersagekraft des QPM auch unabhängig von der Wahl der effektiven NN-Wechselwirkung getestet werden kann.

Es werden vier verschiedene Ansätze zur Beschreibung der effektiven NN-Wechselwirkung und der ein- und auslaufenden Wellenfunktionen getestet:

- I. Die g -Matrix-Parametrisierung auf der Basis des Paris-Potentials von von Geramb [29]. Die ein- und auslaufende Welle werden durch Faltung der effektiven NN-Wechselwirkung mit der Grundzustandsdichte berechnet.
- II. Die g -Matrix-Parametrisierung auf der Basis des BonnB-Potentials von Karataglidis et al. [30]. Die Wellenfunktionen in Ein- und Ausgangskanal werden analog zu Modell I berechnet.
- III. Die t -Matrix-Parametrisierung von Love und Franey [20]. Dieser Ansatz wird regelmäßig in der Literatur für die Analyse von Protonenstreudaten verwendet. Ein- und auslaufende Welle werden analog zu den Modellen I und II berechnet.

IV. Phänomenologisches, optisches Modell von Schwandt et al. [31] in Verbindung mit der effektiven NN-Wechselwirkung von I. Hierbei werden ein- und auslaufende Welle phänomenologisch beschrieben (vergleiche Kapitel 2.2).

In allen Fällen basiert die Beschreibung der Kernstruktur auf den Resultaten der QPM-Rechnungen.

7.1 Elastische Streuung

Die Abb. 7.1 zeigt für die elastische Streuung einen Vergleich mit Modellrechnungen. Im oberen Fenster ist das Verhältnis von elastischem und Rutherford-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem dargestellt. Zusätzlich zu den eigenen Datenpunkten (gefüllte Dreiecke) werden noch Resultate eines analogen Experiments bei einer Strahlenergie von 178 MeV [18] (offene Kreise) gezeigt. Zum Vergleich sind die mit Modell I (durchgezogene Kurve), II (strichpunktierte Kurve), III (gepunktete Kurve) und IV (gestrichelte Kurve) berechneten Werte aufgetragen. Die Rechnungen zeigen bei Winkeln nahe 0° erwartungsgemäß ein Verhältnis von eins und reproduzieren auch die im Experiment beobachtete Form der Winkelverteilung. Die Lage der Minima und Maxima in den Rechnungen variiert nur leicht gegenüber der experimentellen. Sie wird weitgehend durch den Impulsübertrag festgelegt. Abweichungen sowohl innerhalb verschiedener Ansätze als auch im Vergleich zum Experiment gibt es bezüglich des Absolutwertes der Wirkungsquerschnitte. Die Vorhersagen der Modelle weichen rund einen Faktor zwei voneinander ab. Die Rechnungen unter Verwendung einer t -Matrix-Parametrisierung überschätzen die Maxima der Winkelverteilung deutlich, während die beiden auf einer g -Matrix-Parametrisierung basierenden effektiven NN-Wechselwirkungen vor allem im Bereich des zweiten Maximums eine deutlich bessere Beschreibung liefern. Die Rechnung der elastischen Streuung mit Hilfe eines phänomenologischen, optischen Modells liefert für diese Winkel eine den Modellen I und II vergleichbare Beschreibung. Vergleicht man die Rechnungen bei kleinem Winkel mit dem Experiment, so liegen sie alle systematisch zu hoch. Am besten ist die Übereinstimmung noch mit den Modellen II und IV.

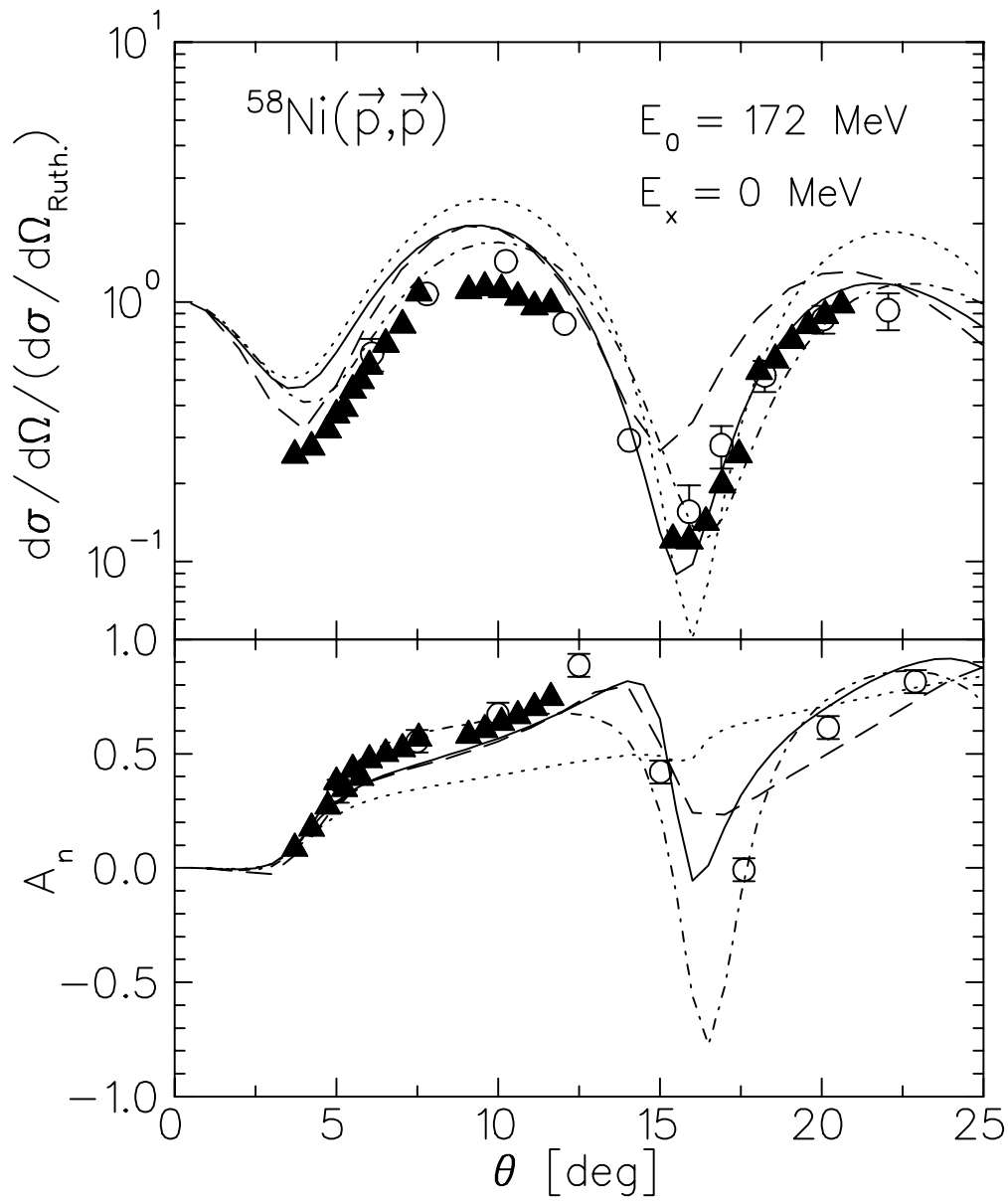


Abb. 7.1: Aufgetragen ist im oberen Bild das Verhältnis von elastischem zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt und im unteren Bild die Analyserstärke für die elastische Streuung als Funktion des Streuwinkels $\theta_{c.m.}$. Die vollen Dreiecke entstammen aus dem vorliegenden Experiment, die offenen Kreise von Ingemarsson et al. [18]. Die Rechnungen mit Modell I-IV sind durchgezogen, strichpunktiert, gepunktet bzw. gestrichelt dargestellt.

Im unteren Fenster der Abb. 7.1 ist die gemessene Analysierstärke zu sehen. Während die Spin-Bahn-Wechselwirkung für die Berechnung der elastischen Wirkungsquerschnitte eine untergeordnete Bedeutung hat, dominiert sie in der Beschreibung der Analysierstärken. Auch hier sind die Resultate mit Modell III deutlich schlechter als mit den anderen Ansätzen.

Um den Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitten und Analysierstärken nachzugehen, sind in Abb. 7.2 Rechnungen mit neuen effektiven NN-Wechselwirkungen dargestellt. Für die gestrichelten Kurve wurde das Streuproblem relativistisch durch Lösen der Dirac-Gleichung behandelt [69]. Die NN-Wechselwirkung basiert hierbei auf dem Paris-Potential. Bei der durchgezogenen Kurve handelt es sich um eine g -Matrix-Parametrisierung im Impulsraum [70], ebenfalls auf Basis des Paris-Potentials. Die Ergebnisse der relativistischen Rechnung können zwar die Daten bei kleinen Streuwinkeln reproduzieren, sie überschätzen jedoch die gemessenen Wirkungsquerschnitten im Streuwinkelbereich von 8° bis 17° . Die Analysierstärken können nicht beschrieben werden. Der Grund für die Abweichungen ist, dass das Modell für Protonen mit viel höheren Energien (im Bereich von 1 GeV) ausgelegt ist. Eine gute Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte liefert die Rechnung von Arellano et al. [70]. Die Beschreibung der Analysierstärken ist mit der von Modell II vergleichbar. Die beiden zuletzt diskutierten NN-Wechselwirkungen können jedoch nicht im Programm DWBA98 implementiert werden und zur Zeit auch nicht systematisch für die Beschreibung aller unelastischen Anregungen genutzt werden.

Dieses Kapitel zeigt, dass die Modelle I-IV keine befriedigende Beschreibung der elastischen Streuung erlauben. Die berechneten Wirkungsquerschnitte hängen hierbei sehr von der Wahl der effektiven NN-Wechselwirkung ab. Die Unsicherheiten in der Beschreibung der Projektil-Target-Wechselwirkung begrenzen prinzipiell auch die Genauigkeit der Berechnungen von Wirkungsquerschnitten unelastischer Streuung.

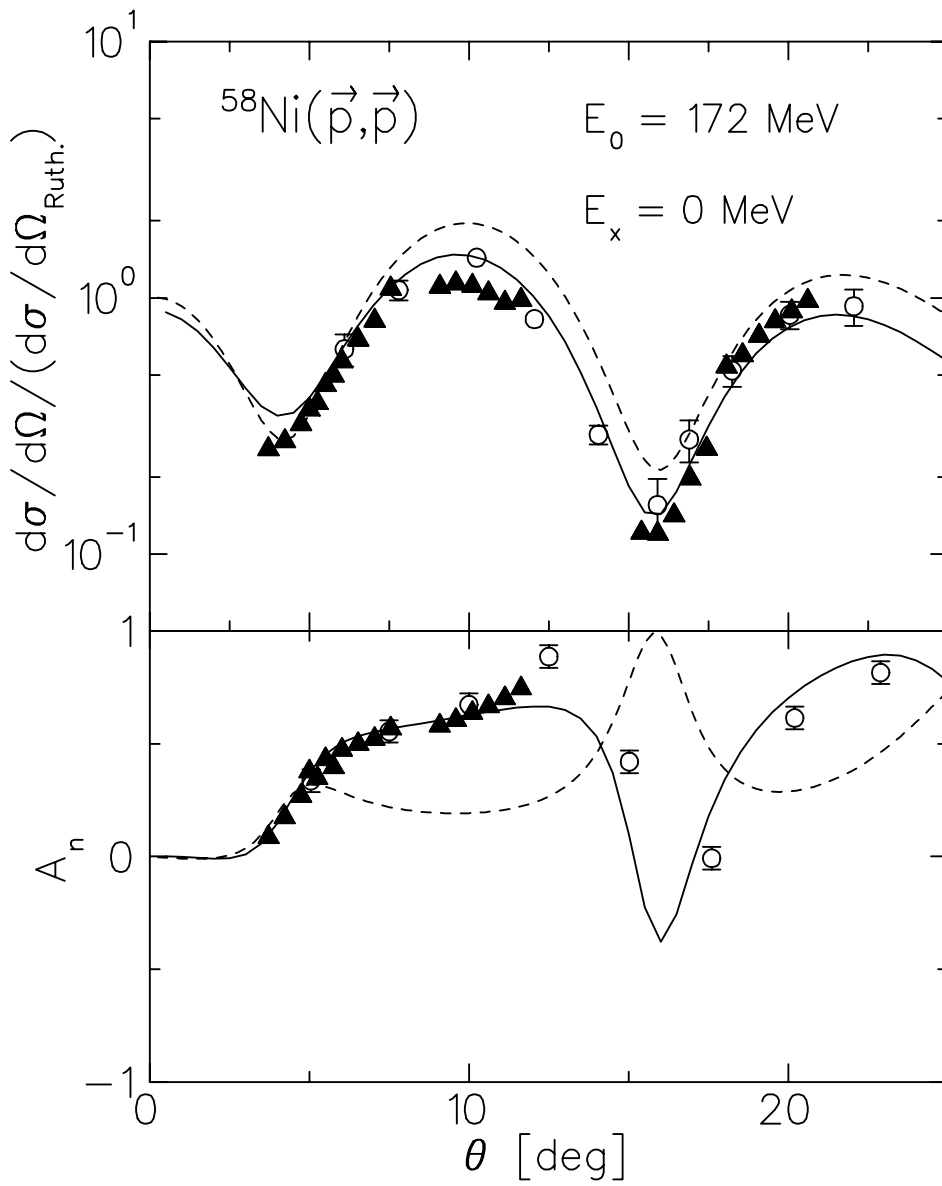


Abb. 7.2: Aufgetragen ist im oberen Bild das Verhältnis von elastischem zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt und im unteren Bild die Analysierstärke für die elastische Streuung. Die vollen Dreiecke entstammen aus dem vorliegenden Experiment, die offenen Kreise von Ingemars-son et al. [18]. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Rechnung mit dem Modell von [70] und die gestrichelte Kurve eine relativistische Rechnung [69].

7.2 Übergänge bei niedriger Anregungsenergie

Für eine quantitative Diskussion der unelastischen Wirkungsquerschnitte in der Hadronenstreuung besteht immer das Problem, dass Abweichungen der Modellvorhersagen im Vergleich zum Experiment einerseits auf die effektive Projektil-Kern-Wechselwirkung oder andererseits auf die Übergangsamplituden des verwendeten Kernstruktur-Modells zurückgeführt werden können. Eine Möglichkeit, das Kernstruktur-Modell unabhängig von der zugrundegelegten effektiven NN-Wechselwirkung zu testen, besteht in einem Vergleich der berechneten Anregungsenergien und elektromagnetischen Übergangsstärken mit Resultaten aus Experimenten mit elektromagnetischen Sonden. Eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment kann als Indiz dafür gewertet werden, dass die Struktur des angeregten Zustands insgesamt korrekt beschrieben wird. In Tabelle 7.1 sind für die prominenten Anregungen in ^{58}Ni die QPM-Vorhersage und die entsprechenden Literaturwerte aufgelistet [59].

Tab. 7.1: Vergleich reduzierter, elektromagnetischer Übergangsstärken mit Literaturwerten [71]

E_x^{QPM}	E_x^{Exp}	J^π	$BE\lambda^{QPM}$	$BE\lambda^{Lit.}$
[MeV]	[MeV]		$[e^\lambda fm^{2\lambda}]$	$[e^\lambda fm^{2\lambda}]$
1.42	1.45	2^+	472.4	580(40)
3.09	3.04	2^+	84.59	67(6)
3.24	3.26	2^+	100.1	130(11)
4.30	4.47	3^-	13550	19100(880)
2.69	2.46	4^+	1.07E+05	1.70E+05
4.45 + 4.91	4.75	4^+	4.18E+04	3.31(25)E+05

Die berechneten Anregungsenergien in Tabelle 7.1 stimmen gut mit den gemessenen überein. Dadurch ist eine 1-zu-1 Zuordnung und ein direkter Ver-

gleich zwischen Theorie und Experiment möglich. Die elektromagnetischen Übergangsstärken des QPMs liegen in der richtigen Größenordnung, unterschätzen jedoch die Literaturwerte für diese Anregungen leicht. Eine Ausnahme bildet die Anregung des prominenten 4^+ -Zustands bei einer Anregungsenergie von 4.75 MeV. Hier ist allerdings auch eine eindeutige Zuordnung zwischen Experiment und QPM nicht mehr möglich.

Die Abb. 7.3 zeigt eine Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken des ersten angeregten Zustands in ^{58}Ni . Dargestellt sind Rechnungen mit Modell I-IV mit der gleichen Codierung wie in Abb. 7.1.

Betrachtet man vorerst nur die Wirkungsquerschnitte um das Maximum der Winkelverteilung (9° - 15°), dann stellt man fest, dass die Modelle I-III vergleichbare Resultate liefern, obwohl für genau diesen Bereich die Rechnungen des elastischen Streuwirkungsquerschnitts fast einen Faktor zwei auseinander liegen. Im Bereich des Maximums überschätzen die Rechnungen mit Ansatz I-III alle die Daten nur um weniger als 30%. Für kleine Winkel unterscheiden sie sich stark. Bis auf Ansatz II ist hier die Überschätzung bei allen Rechnungen sehr deutlich. Gleichzeitig wird jedoch die reduzierte, elektromagnetische Übergangsstärke um etwa 20% unterschätzt. Multipliziert man die berechneten Wirkungsquerschnitte mit dem gleichen Faktor, mit der man die elektromagnetische Stärke an den Literaturwert anpassen muss, dann erhält man im Fall der beiden effektiven Wechselwirkungen auf der Basis einer g -Matrix eine Überschätzung der Wirkungsquerschnitte in gleicher Größenordnung wie für die elastische Streuung, bei 10° ergibt sich ein Faktor 1.5 mit Modell I und 1.2 mit Modell II. Für Rechnungen mit Modell III ergibt sich jedoch eine geringere Überschätzung als bei der elastischen Streuung (1.4 statt 2.0). Rechnungen mit Modell IV liefern deutlich schlechtere Resultate. Da dieses Modell auch keine konsistente, mikroskopische Beschreibung der effektiven NN-Wechselwirkung und der Beschreibung der ein- und auslaufenden Wellenfunktionen erlaubt, wird dieser Ansatz im folgenden nicht mehr weiter verfolgt.

In Abb. 7.4 werden die Resultate für die Anregung des 3_1^- -Zustands gezeigt, die als Oktupolphonon interpretiert werden können. Die Rechnungen mit den Modellen I-III zeigen eine ähnlich gute, absolute Beschreibung der Wirkungsquerschnitte wie in Abb. 7.3. Sie unterscheiden sich untereinander ein wenig in der Form

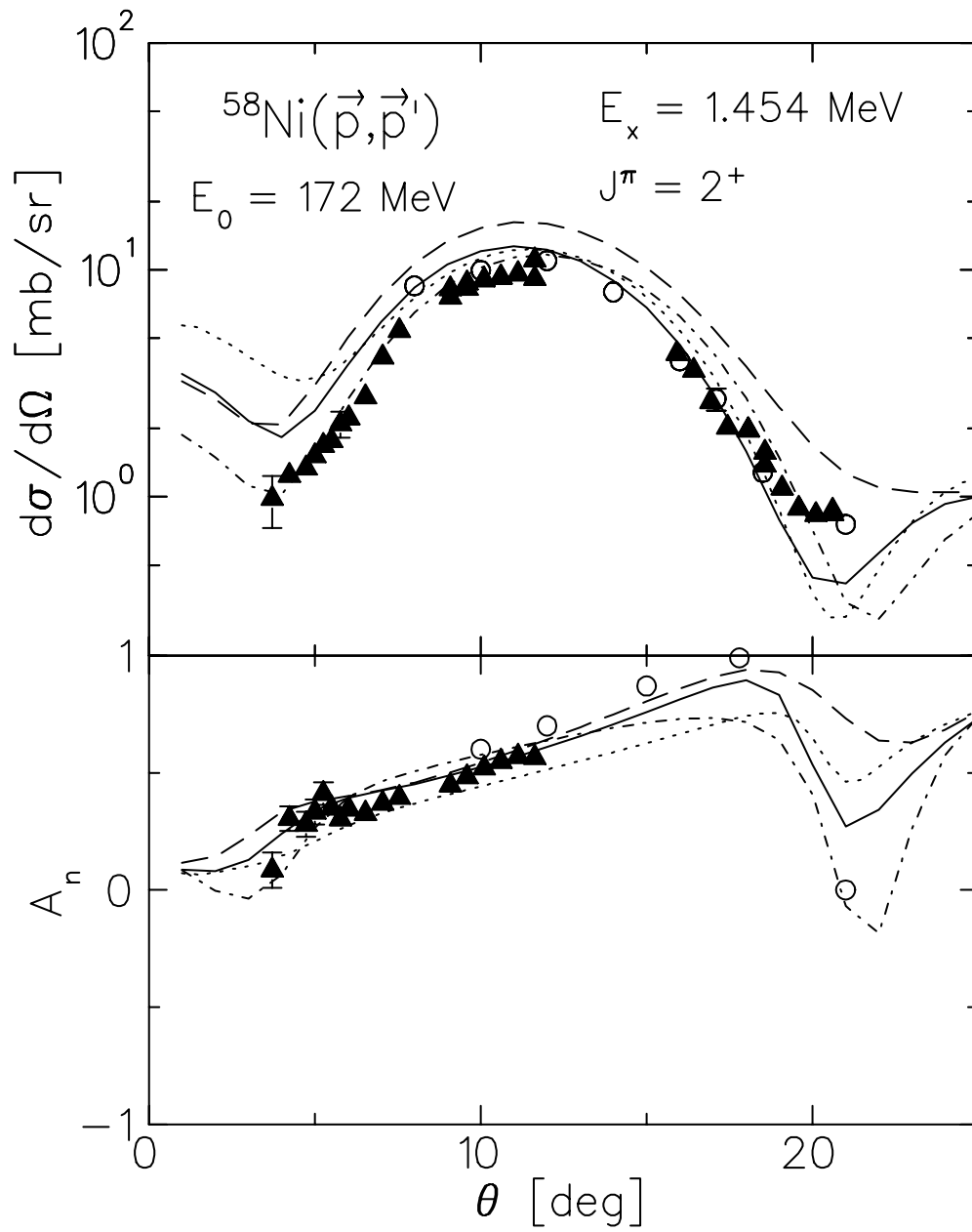


Abb. 7.3: Aufgetragen ist im oberen Bild der Wirkungsquerschnitt und im unteren Bild die Analysierstärke für die Anregung des 2_1^+ -Zustands. Die vollen Dreiecke entstammen aus dem vorliegenden Experiment, die offenen Kreise von Ingemarsson et al. [18]. Die Rechnungen mit Model I-IV sind durchgezogen, strichpunktiert, gepunktet bzw. gestrichelt dargestellt.

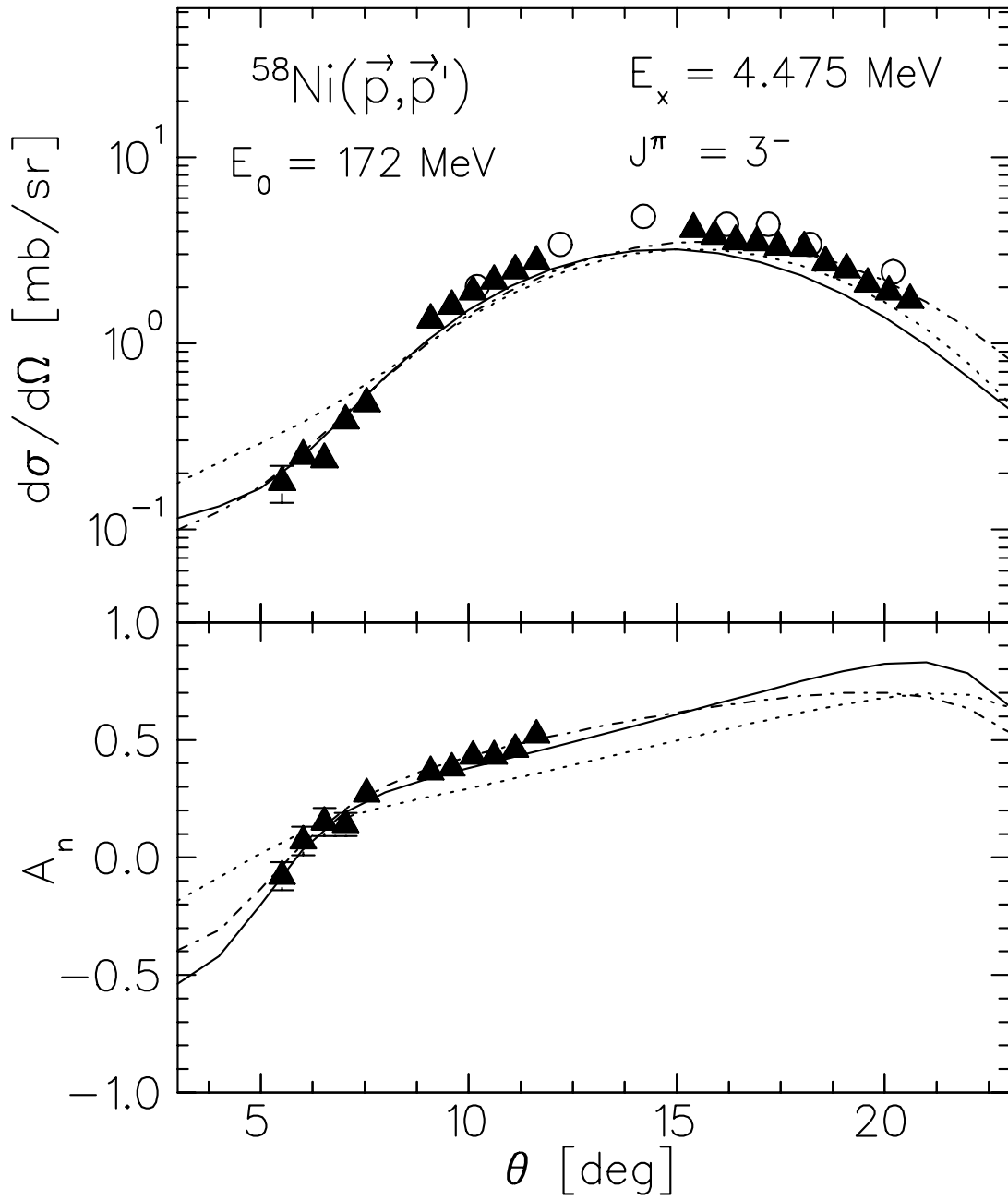


Abb. 7.4: Winkelverteilungen der Anregung des 3_1^- -Zustands. Die vollen Dreiecke entstammen aus dem vorliegenden Experiment, die offenen Kreise von Ingemarsson et al. [18]. Die Rechnungen mit Model I bis III sind durchgezogen, strichpunktiert bzw. gepunktet dargestellt.

der Winkelverteilung. So führt Modell III wiederum zu einer Überschätzung der Wirkungsquerschnitte bei kleinen Winkeln. Die beste Beschreibung der Winkelverteilung erhält man durch Modell II, das gleichzeitig auch die experimentelle Analysierstärke präzise beschreiben kann.

Multipliziert man die berechneten Wirkungsquerschnitte mit dem gleichen Faktor, der sich aus der Anpassung der elektromagnetischen Stärke an den Literaturwert ergibt, dann erhält man im Fall der beiden g -Matrix-Parametrisierungen wieder eine leichte Überschätzung der Wirkungsquerschnitte (Faktor 1.2 bis 1.4 für den Bereich um das Maximum der Verteilung). Diese liegt in der gleichen Größenordnung wie für die elastische Streuung und die Anregung des ersten E2-Übergangs. Für Modell III ergibt sich jedoch eine geringere Überschätzung als bei der elastischen Streuung (1.1 statt Faktor 2 bei 10°).

Die Abb. 7.5 zeigt vier weitere prominente Übergänge. Hierbei handelt es sich um die Anregungen der 2_2^+ -, 2_3^+ - und von zwei 4^+ -Zuständen. Eine sinnvolle Beschreibung der beiden 2^+ -Zustände ist nur im Rahmen einer Rechnung unter Einschluss von 2-Teilchen-2-Loch-Anregungen möglich, in einer einfachen RPA-Rechnung sind diese Zustände entartet. Der Verlauf der Winkelverteilung wird von den Rechnungen mit allen Modellen recht gut wiedergegeben. Die Unterschiede zwischen den Rechnungen geben ein Maß für die Modellabhängigkeit von der gewählten, effektiven NN-Wechselwirkung. Die Diskrepanz zwischen Experiment und Rechnung für die E2-Anregung bei 3.26 MeV ist jedoch deutlich größer als für die Beschreibung der elastischen Streuung oder des ersten E2-, E3- und E4-Übergangs. Vermutlich ist die Beschreibung dieses Zustands im Rahmen des QPM zu ungenau.

Bisher wurden nur Anregungen von Zuständen natürlicher Parität diskutiert. Leider gibt es in ^{58}Ni keine Übergänge unnatürlicher Parität, für die zum einen präzise Protonenstreudaten zur Verfügung stehen und zum anderen eine eindeutige Zuordnung zu den QPM-Vorhersagen möglich ist. Daher wurden Winkelverteilungen in ^{12}C herangezogen, die ebenfalls im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessen wurden. In ^{12}C gibt es eine isoskalare und eine isovektorielle M1-Anregung bei 12.71 bzw. 15.11 MeV. Die Kernstruktur dieser Zustände ist wohlverstanden und kann im Rahmen einer Schalenmodell-Rechnung unter Verwendung der MK3W-Wechselwirkung beschrieben werden. Der Konfigurationsraum umfasst hierbei al-

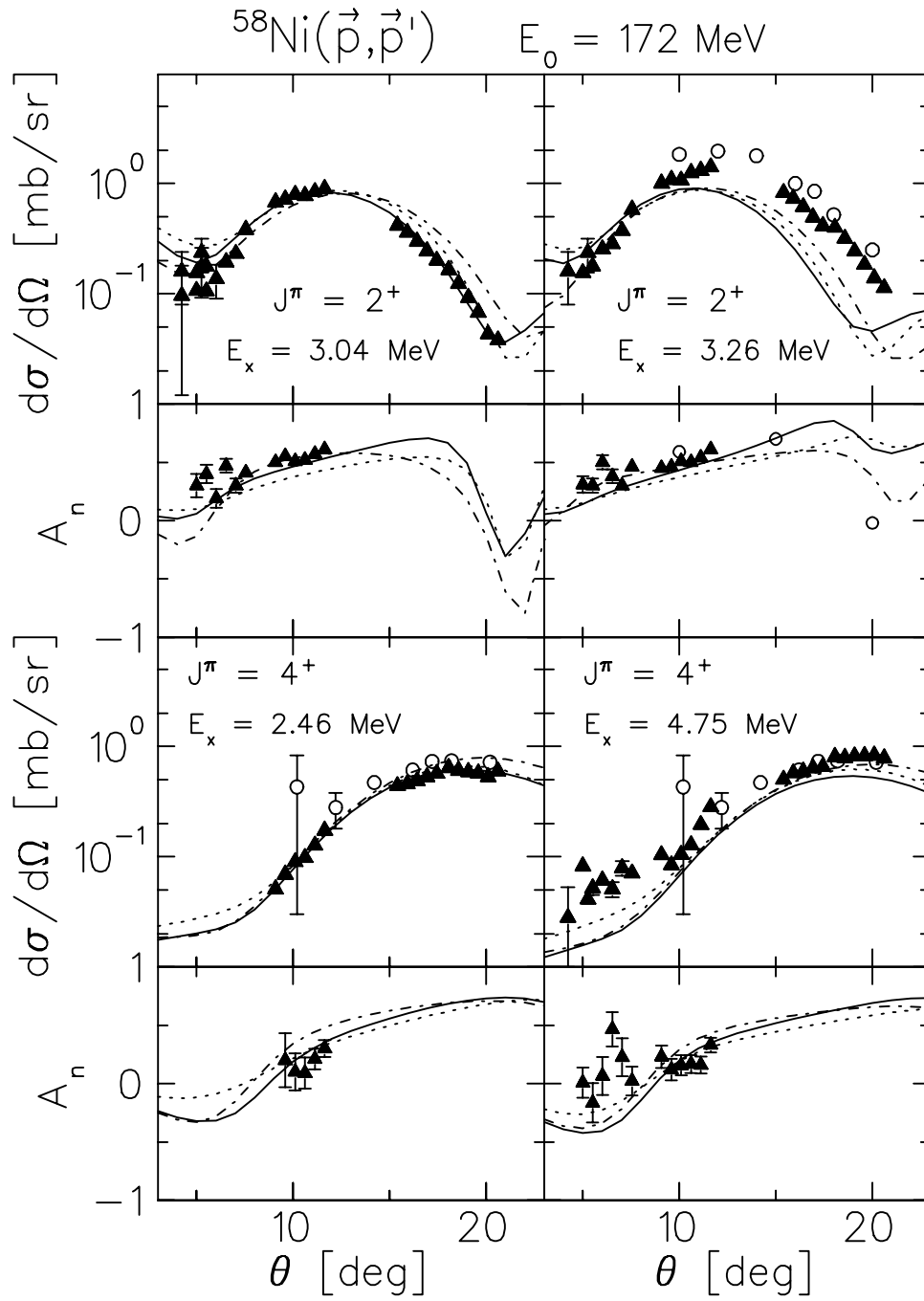


Abb. 7.5: Prominente Anregungen in ^{58}Ni . Die vollen Dreiecke entstammen aus dem vorliegenden Experiment, die offenen Kreise von Ingemarsson et al. [18]. Die Rechnungen mit Model I bis III sind durchgezogen, strichpunktisiert bzw. gepunktet dargestellt.

le Schalen von der $1s_{1/2}$ bis zur $2p_{1/2}$. Die Abb. 7.6 zeigt einen Vergleich zwischen der experimentell beobachteten Winkelverteilungen und DWBA98-Rechnungen, welche die oben beschriebenen Wechselwirkungen in Verbindung mit den 1-Teilchen-Übergangsamplituden der Schalenmodell-Rechnung benutzen.

Die Abweichungen zwischen Experiment und Rechnungen liegen in der gleichen Größenordnung wie für die Beschreibung der bisher diskutierten Wirkungsquerschnitte in ^{58}Ni . Die Impulsabhängigkeit der Wechselwirkung scheint im Vergleich zu anderen Unsicherheiten eine untergeordnete Rolle zu spielen. Die beste Beschreibung der Daten liefert Modell II.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass alle Rechnungen für sowohl die prominenten Anregungen in ^{58}Ni als auch für die M1-Anregungen in ^{12}C die richtige Größenordnung der gemessenen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken vorhersagen. Die Abbildungen 7.1-7.6 geben einen Aufschluss darüber wie genau die absolute Beschreibung der Spektren sein kann. Der Vergleich für die elastische Streuung und die Unterschiede innerhalb der Rechnungen für die unelastischen zeigen den Einfluss der effektiven NN-Wechselwirkung.

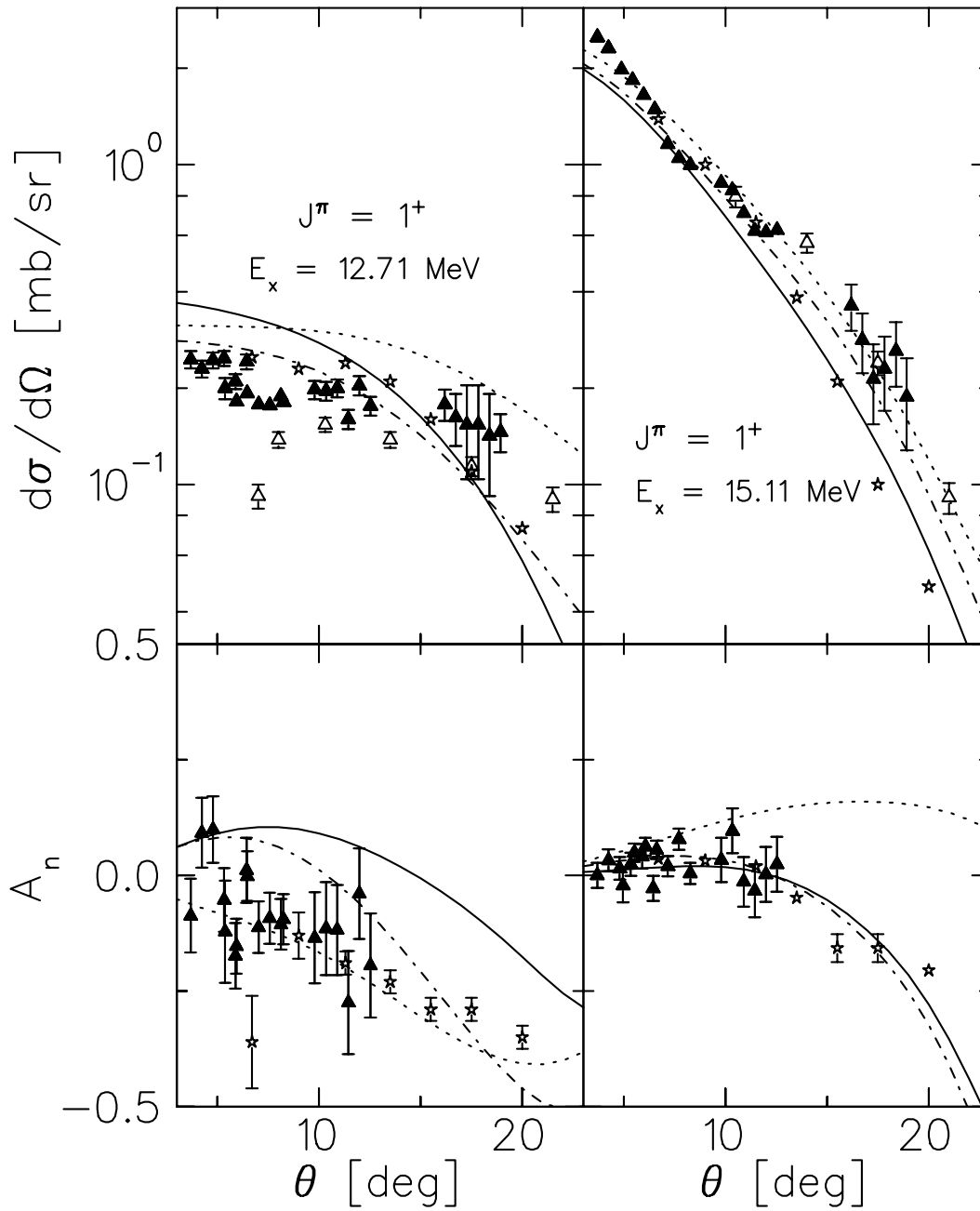


Abb. 7.6: Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken eines isoskalaren und eines isovektoriellen M1-Übergangs bei $E_x = 12.71$ bzw. 15.11 MeV in ^{12}C . Die ausgefüllten Dreiecke entsprechen den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten, die hohlen Dreiecke, Sterne stellen die Ergebnisse von Experimenten bei Strahlenergien von 155 und 200 MeV [64,67] dar. Die Rechnungen mit Model I bis III sind durchgezogen, strichpunktirt bzw. gepunktet dargestellt.

8 Vergleich der experimentellen Observablen mit Modellvorhersagen

In diesem Kapitel wird nach einigen Erläuterungen zu den Modellrechnungen ein Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Spektren von Wirkungsquerschnitten, Spinflip-Wirkungsquerschnitten und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten bis zu einer Anregungsenergie von ca. 25 MeV durchgeführt. Die Observablen werden direkt mit theoretischen Beschreibungen verglichen. So wird ein von Modellannahmen unabhängiger Test der verwendeten Theorie ermöglicht.

8.1 Vorbemerkung zu den Rechnungen

Der Versuch, die in Hadronenstreuexperimenten gemessenen Spektren über einen großen Anregungsenergiebereich absolut zu beschreiben, ist in der Literatur bisher nur selten verfolgt worden, da er sehr hohe Ansprüche an Experiment und Theorie stellt. Auf experimenteller Seite muss sichergestellt werden, dass der instrumentelle Untergrund entweder vernachlässigbar ist oder zuverlässig abgezogen werden kann. Die vorliegenden Spektren sind, wie in Kapitel 5 diskutiert, nahezu untergrundfrei. Auf theoretischer Seite muss eine möglichst gute Beschreibung der effektiven NN-Wechselwirkung und der Kernstruktur herangezogen werden.

Abhängig von der Kinematik können auch andere Prozesse als direkte Kernanregungen eine Rolle spielen. Denkbar ist z.B., dass das Projektil aus dem Kern ein Neutron oder ein anderes Kernfragment einfängt und in einem zweiten Wechselwirkungsprozess mit dem Target wieder verliert (Pickup- gefolgt von Stripping- bzw. Aufbruch-Reaktionen). Allerdings sind bereits die Wirkungsquerschnitte für den ersten Schritt mehr als eine Größenordnung kleiner [72]. In Erwägung zu ziehen sind prinzipiell auch 2-Stufen-Prozesse für die Anregung von Zuständen in ^{58}Ni . Eine Abschätzung mit Hilfe einer statistischen 2-Stufen-Reaktionstheorie für Prääquilibrium-Prozesse [73] zeigt jedoch, dass für die betrachtete Kinematik der Anteil von 2-Stufen-Anregungen am Wirkungsquerschnitt für alle Winkel bis 20° und Anregungsenergien bis 30 MeV kleiner als 0.1% ist. Um die gemessenen Spektren richtig beschreiben zu können, müssen die Rechnungen Wirkungsquerschnitt-

te für quasielastische Streuung berücksichtigen [12]. Quasielastische Streuamplituden werden durch die komplette Antisymmetrisierung des $A+1$ Nukleonen-Streusystems berechnet. Sie führen für jede einzelne Anregung zu direkten und Knock-out-Amplituden [5].

Ein Versuch, Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten absolut zu beschreiben, wurde bereits in der Arbeit von Baker et al. [12] an den Kernen ^{40}Ca und ^{12}C für polarisierte Protonen- und Deuteronen-Streuung unternommen. Hierbei wurde als effektive NN-Wechselwirkung die t -Matrix-Parametrisierung von Love und Franey (siehe Modell III, Kapitel 7) und für die Kernstruktur eine Kontinuums-RPA-Rechnung herangezogen. In dieser Arbeit hingegen werden zusätzlich noch zwei weitere, moderne g -Matrix-Parametrisierungen der effektiven NN-Wechselwirkung verwendet, um so die Modellabhängigkeit des Verfahrens zu studieren. Die Kernstruktur wird durch eine Rechnung beschrieben, die eine Kopplung der 1-Teilchen-1-Loch-Zustände an komplexere 2-Teilchen-2-Loch-Konfigurationen berücksichtigt. Sie beinhaltet alle Multipol-Übergänge von M0-M6 und E0-E5 und damit die Beschreibung von insgesamt 21583 Zuständen. Der Einfluss des Kontinuums wird durch die Berücksichtigung quasigebundener Zustände näherungsweise berücksichtigt.

Die Abb. 8.1 zeigt den Einfluss von 2-Teilchen-2-Loch-Komponenten in den Wellenfunktionen auf die Berechnung von Übergängen. Die RPA-Wirkungsquerschnitte (oberes Teilbild) werden durch wenige Übergänge dominiert. Bei der Berücksichtigung von 2-Teilchen-2-Loch-Komponenten fragmentiert die E2-Stärke in eine Vielzahl von Zuständen (zweites Teilbild). Um die tatsächliche Fragmentation der Stärke beschreiben zu können, müssten neben den Zerfallsbreiten der Zustände im Kontinuum zusätzlich auch komplexere Anregungen mit drei und mehr Phononen berücksichtigt werden. Praktisch ist dies aufgrund der Größe der dabei entstehenden Konfigurationsräume nicht möglich. Ein phänomenologisches Verfahren, diesen Effekt zumindestens näherungsweise zu beschreiben, besteht in einer Faltung der Rechnungen mit einer Lorentzfunktion, deren Breite mit der Anregungsenergie zunimmt [12]. Dieses Verfahren ist vor allem im Bereich der Riesenresonanzen ($E_x > 10 \text{ MeV}$) gerechtfertigt. Hierzu werden die 1-Teilchen-Zerfallsbreiten mittels einer empirischen Parametrisierung

für mittelschwere bis schwere Kerne wie folgt beschrieben

$$\gamma(\epsilon) = \alpha \left[\frac{\epsilon^2}{\epsilon^2 + \epsilon_0^2} \right] \left[\frac{\epsilon_1^2}{\epsilon^2 + \epsilon_1^2} \right], \quad (8.1)$$

mit $\alpha = 10.75$ MeV, $\epsilon_0 = 18$ MeV und $\epsilon_1 = 110$ MeV. Die numerischen Werte wurden aus [12] entnommen. Für die Breite γ wird angenommen, dass sie für Zustände in der Nähe der Fermi-Energie um diese symmetrisch ist

$$\gamma(\epsilon) = \gamma_p(\epsilon) \approx \gamma_h(\epsilon). \quad (8.2)$$

Die Breite der Lorentzfunktion $\Gamma(E_x)$ erhält man schließlich durch Mittelung über γ_p und γ_h

$$\Gamma(E_x) = \frac{C}{E_x} \int_0^{E_x} [\gamma_p(\epsilon) + \gamma_h(\epsilon - E_x)] d\epsilon. \quad (8.3)$$

Der Parameter C wird in der Regel so gewählt, dass die Breite der Dipol-Riesenresonanz reproduziert wird, und wird für alle Multipolübergänge konstant gehalten. Dieses Verfahren führt zu einer leichten Änderung der Ausschöpfung der EWSR von etwa 15% im untersuchten Energiebereich, die aber angesichts der Unsicherheiten in der Beschreibung der Reaktionsdynamik akzeptabel erscheint.

Das Verfahren wurde auf die QPM-Rechnungen angewandt, um die fehlende Fragmentation der Stärke und die Breite der Zustände zu simulieren¹¹. Im Gegensatz zur Kontinuums-RPA in [12] wurde ein kleinerer Glättungsparameter ($C = 0.3$ statt $C = 0.4$) gewählt, so dass mit diesem Verfahren nur die Fragmentation auf einer kleineren Energieskala beschrieben wird. Die Breite der Dipol-Riesenresonanz in ^{58}Ni [74] wird damit reproduziert. Das Ergebnis der Glättung ist am Beispiel der E2-Wirkungsquerschnittsverteilung im unteren Teilbild von Abb. 8.1 dargestellt.

In dem phänomenologischen Glättungsverfahren steckt die Annahme, dass die Fragmentation der Übergänge unabhängig von der Multipolarität ist. In den QPM-Rechnungen wird die Fragmentation in erster Näherung mikroskopisch für alle Multipolaritäten durch die Berücksichtigung von 2-Teilchen-2-Loch-Anregungen berechnet. Durch die Verwendung kleinerer Glättungsbreiten hängt das Verfahren nicht mehr so sehr von dieser Annahme ab.

¹¹Während die Fragmentation durch Einschluss von Viel-Teilchen-Viel-Loch-Anregungen für alle Anregungsenergien zunimmt, gilt dies für die Zerfallsbreite der Zustände streng genommen nur für Anregungsenergien oberhalb der Teilchenemissionsschwellen (8.172 und 12.219 MeV für Protonen bzw. Neutronen)

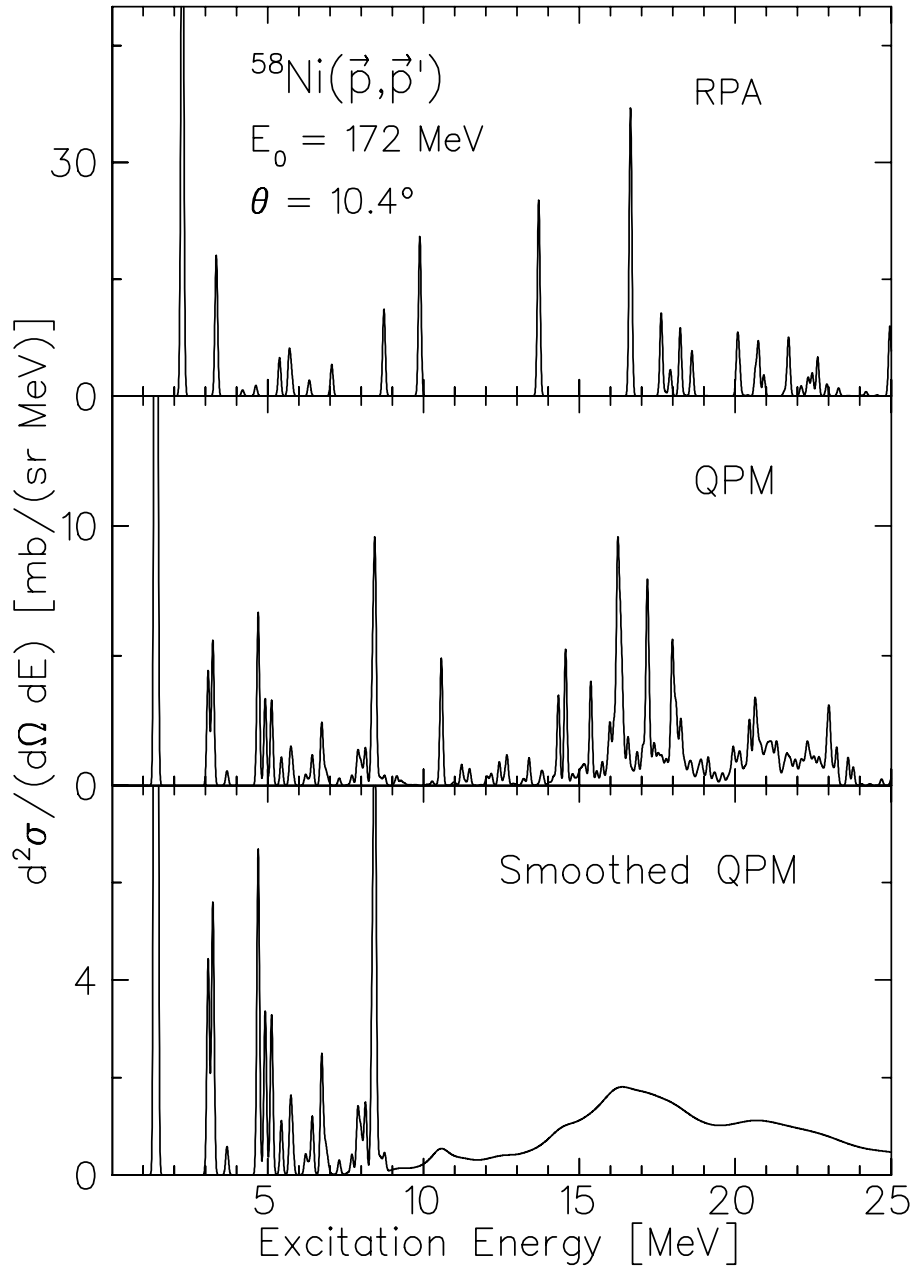


Abb. 8.1: Berechnetes Anregungsenergiespektrum von E2-Übergängen. Aufgetragen ist im oberen Teilbild eine RPA- und im mittleren eine QPM-Rechnung, die jeweils durch eine Gaußfunktion mit der experimentellen Auflösung gefaltet wurden. Im unteren Teilbild sind die QPM-Rechnungen mit einer Lorentzfunktion gefaltet worden, die den Effekt des Kontinuums und von Viel-Teilchen-Viel-Loch-Zuständen auf die Fragmentation der Stärke simulieren.

8.2 Wirkungsquerschnitte

In Abb. 8.2 sind die gemessenen (oberes Teilbild) und die unter Verwendung unterschiedlicher effektiver Wechselwirkungen berechneten Wirkungsquerschnitten für Protonenstreuung unter $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$, d.h. im Maximum der $\Delta L = 1$ Winkelverteilung, dargestellt.

Oberhalb von 5 MeV Anregungsenergie ist die Fragmentation der Stärke so hoch, dass einzelne Anregungen experimentell nicht aufgelöst werden können. In den Rechnungen wird dieser Effekt durch das oben beschriebene Glättungsverfahren für Anregungen oberhalb von $E_x = 9$ MeV approximiert. Die Rechnungen berücksichtigen weiterhin ein Quenching des Spin- g -Faktors von $g_s = 0.7$. Dieser Faktor entspricht einem mittlerem Korrekturfaktor zum freien Spin- g -Faktors, der für isovektorielle M1-Übergänge über einen weiten Massenbereich experimentell etabliert ist [13, 75]. Untersuchungen der isovektoriellen, elektromagnetischen M2-Übergangsstärke weisen auf ein vergleichbares Quenching hin (siehe [3, 76] und Referenzen darin). Für Übergänge höherer Multipolarität ist über das Quenching des Spin- g -Faktors praktisch nichts bekannt. Da die Kinematik der vorliegenden Streuexperimente so gewählt ist, dass der Spin-Isospin-Term des Zentralanteils der effektiven NN-Wechselwirkung wesentlich größer ist als der Spin-Term (etwa ein Faktor sieben für die effektive NN-Wechselwirkung aus [21]), muss dieses Quenching auch für Spinflip-Wirkungsquerschnitte in der Protonenstreuung verwendet werden. In die Rechnungen integriert wird das Quenching, indem der berechnete Wirkungsquerschnitt in einen Nicht-Spinflip- und einen Spinflip-Wirkungsquerschnitt unterteilt wird. Letzterer wird schließlich mit dem Quenching-Faktor zum Quadrat multipliziert.

Vergleicht man nun die Rechnungen mit den Messdaten, so stellt man trotzdem eine bedeutende Überschätzung der gemessenen Wirkungsquerschnitte fest. Bei der Diskussion dieser Diskrepanz ist zwischen den Übergängen bis zu einer Anregungsenergie von 8 MeV, dem Bereich der Riesenresonanzen, ca. 8 bis 20 MeV, und dem hochenergetischen Teil des Spektrums zu unterscheiden. Der Abfall der berechneten Wirkungsquerschnitte oberhalb von 20 MeV ist auf die Beschränkung des Konfigurationsraums im QPM zurückzuführen. Die Abweichungen bis zu einer Anregungsenergie von 8 MeV liegen im Bereich der bereits diskutierten Unsicher-

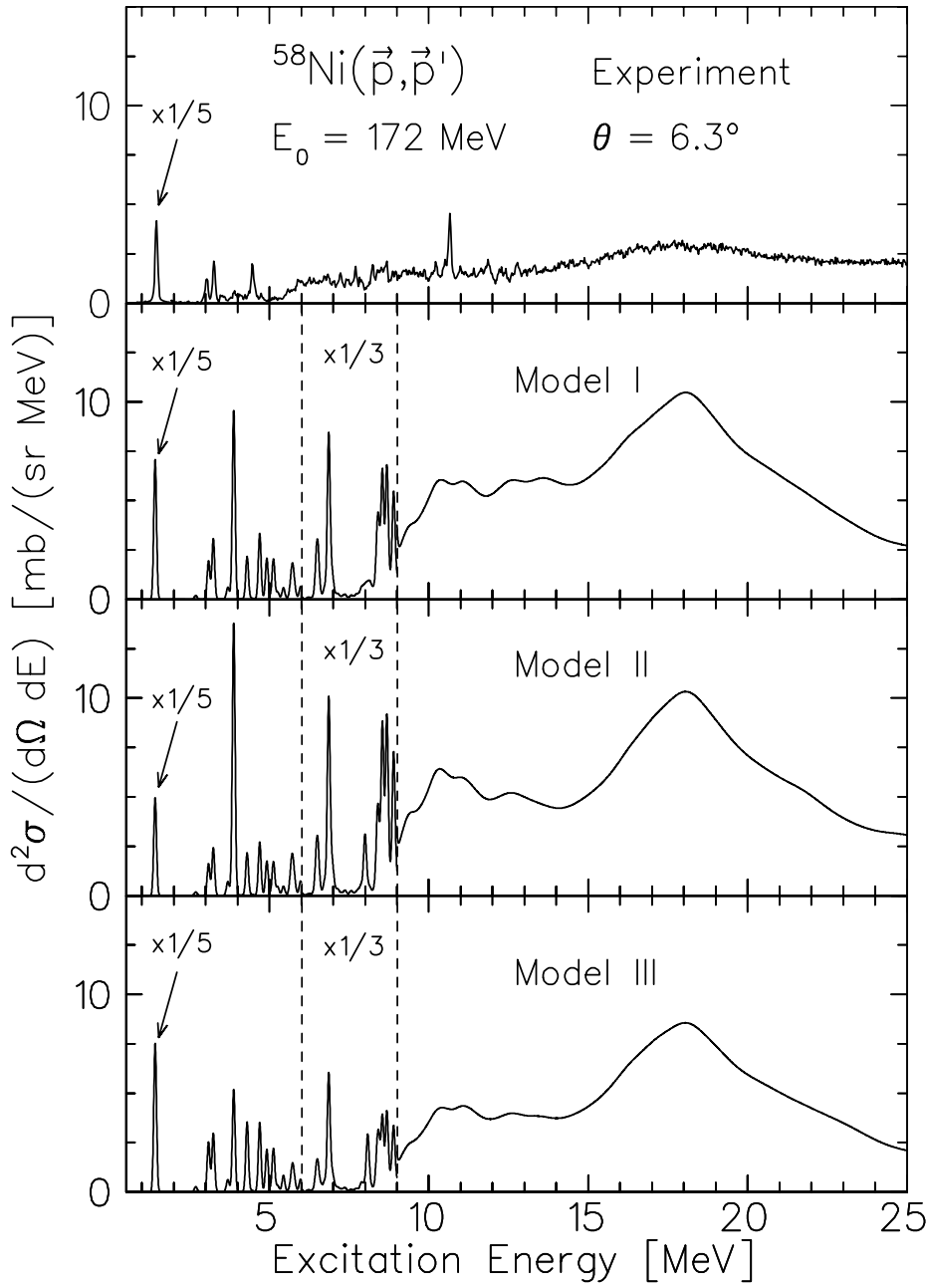


Abb. 8.2: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Anregungsenergiespektren. Aufgetragen sind im oberen Schaubild die experimentellen Ergebnisse. Es folgen die Rechnungen unter Verwendung der effektiven NN-Wechselwirkung von Ansatz I, II und III. Zur übersichtlicheren Darstellung ist der erste E2-Übergang um einen Faktor fünf verkleinert dargestellt.

heiten bei der Beschreibung der Reaktionsdynamik, vergleiche Kapitel 7. Eine Ausnahme bildet eine in allen Rechnungen starke Anregung bei $E_x = 3.88$ MeV, die im Rahmen des QPM als ein M1-Übergang eines Neutrons von der $2p_{3/2}$ - zur $2p_{1/2}$ -Schale klassifiziert wird. Im Experiment kann keine M1-Anregung vergleichbarer Stärke entdeckt werden.

Im Bereich der Riesenresonanzen ist die Übereinstimmung von Theorie und Experiment weniger gut; die Rechnungen überschätzen hier den experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitt um etwa einen Faktor drei. In den Rechnungen zeigt die Verteilung der Wirkungsquerschnitte auch mehr Struktur. So werden oberhalb von 5 MeV Anregungsenergie starke Resonanzen bei 7, 9 und 18 MeV Anregungsenergie vorhergesagt. Die gemessenen Spektren zeigen lediglich eine sehr breite, deutlich schwächere Struktur bei 18 MeV und eine relativ starke Linie bei 10.6 MeV Anregungsenergie. Aus der Literatur ist bekannt, dass für letztere ein M1-, E3- und E4-Übergang zum Wirkungsquerschnitt beitragen [59], wobei für die Messung unter 6° der Hauptbeitrag von der Anregung des 1^+ -Zustands herrührt.

In Abb. 8.3 ist eine zu Abb. 8.2 analoge Darstellung für die Wirkungsquerschnitte unter einem Streuwinkel von 10.4° zu sehen. Dies entspricht etwa dem Maximum der $\Delta L = 2$ Winkelverteilung. Zur übersichtlicheren Darstellung sind die Wirkungsquerschnitte für $E_x < 5$ MeV mit einem Faktor $1/5$ skaliert.

Das gemessene Spektrum wird bis etwa 6 MeV Anregungsenergie gut beschrieben. Die prominenten Anregungen werden sowohl bezüglich der Energie als auch des Wirkungsquerschnitts korrekt wiedergegeben. Bei etwa 7 MeV Anregungsenergie sind Resonanzen zu sehen, die im Spektrum bei 6° noch stark unterdrückt sind. Die Rechnungen zeigen bei dieser Energie nur kleine Unterschiede zwischen den beiden Winkeln. Das Maximum der kleinen resonanzartigen Erhöhung des Wirkungsquerschnitts im 6° -Spektrum ist hier nach 17 MeV Anregungsenergie verschoben und erstreckt sich von etwa 12 bis 22 MeV. Ein wesentlicher Beitrag zu diesem Wirkungsquerschnitt kann im Rahmen der QPM-Rechnungen in Übereinstimmung mit Massensystematiken auf die Anregung der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz (GQR) zurückgeführt werden. Aus Experimenten an ^{40}Ca und ^{48}Ca ist bekannt, dass die GQR in mittelschweren Kernen stark fragmentiert [77–79]. In den Rechnungen wird zum einen die Fragmentation

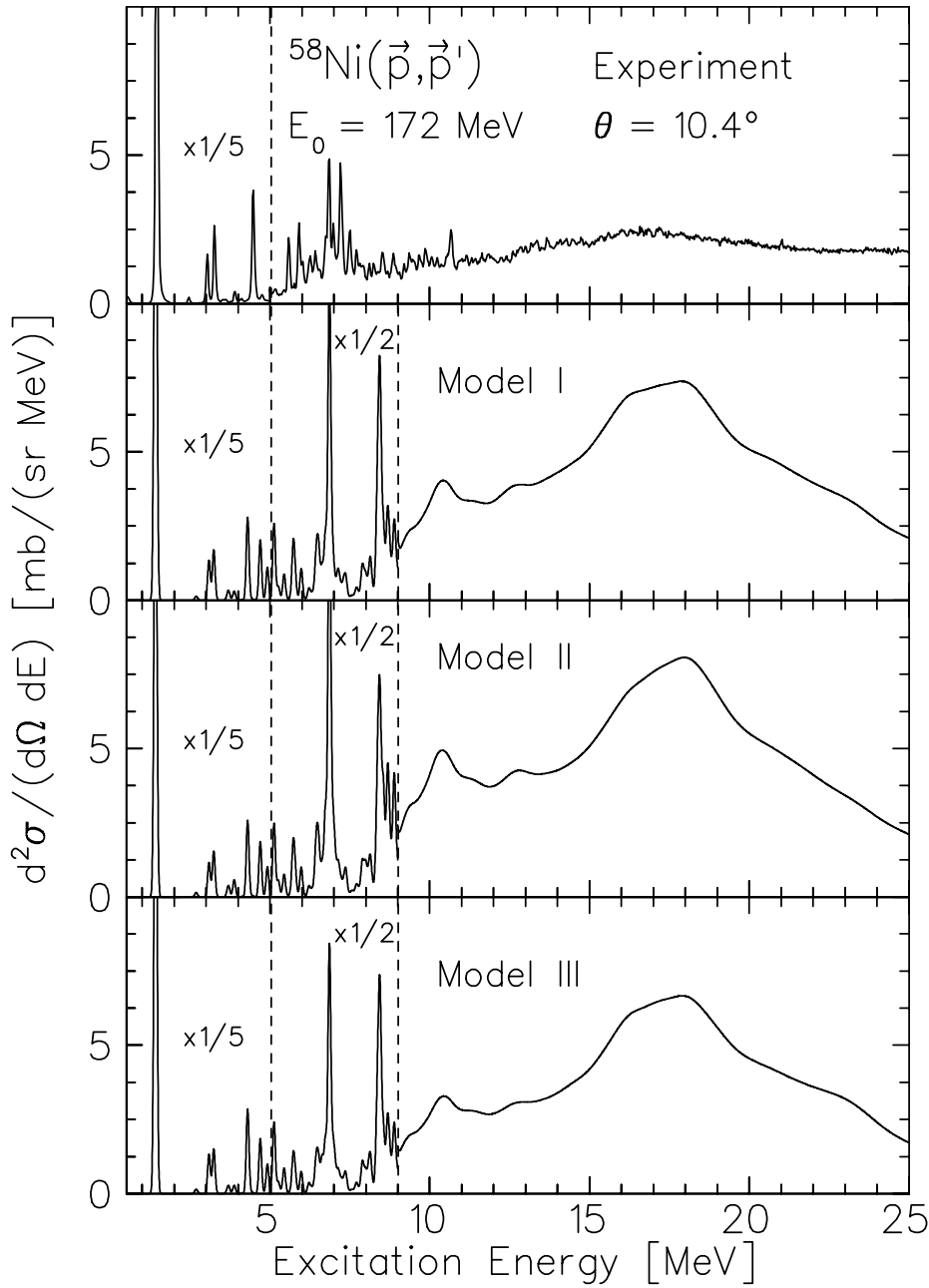


Abb. 8.3: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Anregungsenergiespektren bei einem Steuwinkel von 10° . Aufgetragen sind im oberen Teil die experimentellen Ergebnisse. Es folgen die Rechnungen unter Verwendung der effektiven NN-Wechselwirkung von Modell I, II und III. Zur besseren Darstellung sind alle Wirkungsquerschnitte unterhalb von 5 MeV Anregungsenergie um einen Faktor fünf kleiner dargestellt.

der Stärke unterschätzt, zum anderen sind auch die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte deutlich zu groß. Die Überschätzung der Wirkungsquerschnitte im 10° -Spektrum zwischen 8 und 20 MeV Anregungsenergie tritt bei allen effektiven NN-Wechselwirkungen auf und ist, genau wie für das 6° -Spektrum bereits gezeigt, größer als die Unterschiede, die von der Wahl der effektiven NN-Wechselwirkung herrühren.

Um zu illustrieren, wie sich die Rechnungen bei anderen Winkeln mit den Messungen vergleichen, sind in Abb. 8.4 die Wirkungsquerschnittsspektren für fünf verschiedene Streuwinkel aufgetragen. Die durchgezogene Linie entspricht den Messungen, die gepunktete zeigt Rechnungen unter Verwendung der g -Matrix-Parametrisierung nach Ansatz I. Man sieht, dass die Überschätzung der Messdaten bei Streuwinkel von 4.7° und 6.3° am größten ist und mit zunehmendem Winkel abnimmt. Das 19.4° -Spektrum wird gut beschrieben. Lediglich die Anregungen bei 7 MeV können nicht reproduziert werden. Aus der Winkelabhängigkeit kann auf Probleme bei der Beschreibung von Übergängen mit kleinem Drehimpulstransfer $\Delta L = 0, 1$ geschlossen werden.

In den Abb. 8.5 und 8.6 ist dargestellt, welche Multipol-Übergänge dominant zum mit Ansatz I berechneten Wirkungsquerschnitt beitragen. Im obersten Fenster ist jeweils der Wirkungsquerschnitt zu sehen. Für die 6° -Spektren dominieren E1-Anregungen, doch spielen auch E2- und vor allem für $E_x \leq 10$ MeV M1- und M2-Anregungen eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Im untersten Fenster sind schließlich die Beiträge der restlichen Multipol-Übergänge (hauptsächlich E0-Anregungen) eingezeichnet. Für das 10° -Spektrum dominieren wiederum E1-, E2- und M2-Übergänge. Die im untersten Fenster dargestellten restliche Beiträge sind hauptsächlich auf M3-Anregungen und Übergänge höherer Multipolaritäten zurückzuführen. Der prominente Übergang bei 4.3 MeV Anregungsenergie stellt die in Kapitel 7 diskutierte Anregung des 3_1^- -Zustands dar. Die Zerlegung der berechneten 6° - und 10° -Spektren zeigt, dass einerseits die Überschätzung nicht allein auf die Beschreibung von Übergängen einer Multipolarität zurückgeführt werden kann, andererseits der Beitrag von E1-Anregungen in beiden Spektren sehr prominent ist. Auch entspricht die Form der E1-Wirkungsquerschnittsverteilung nicht der bekannten Lorentzform der isovektoriellen Dipolriesenresonanz (GDR).

Eine mögliche Ursache für die Überschätzung der E1-Wirkungsquerschnitte wäre

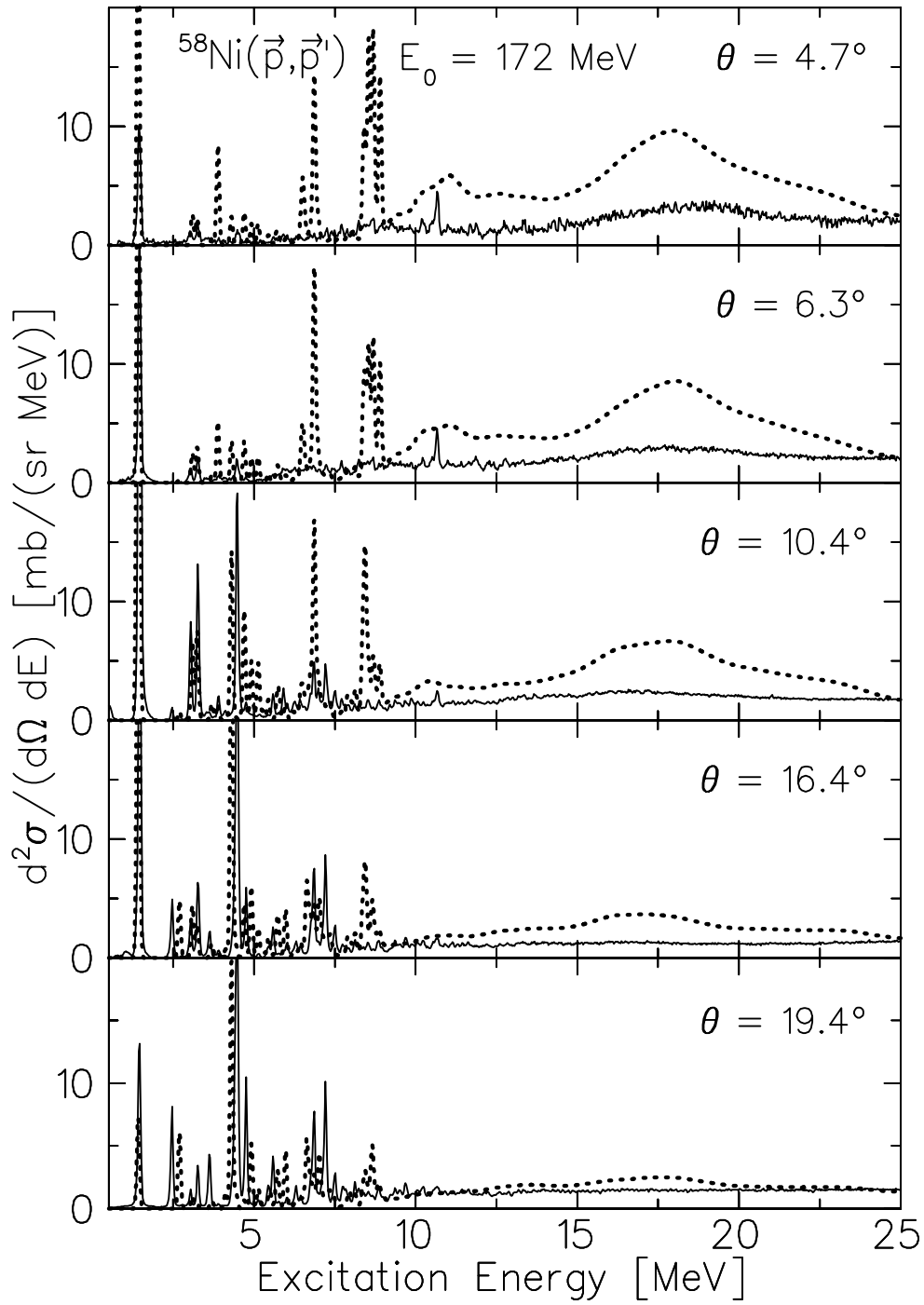


Abb. 8.4: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Anregungsenergie für Streuwinkel zwischen 4.7° und 19.4° . Die gepunktete Kurve stellt die Rechnungen unter Verwendung der effektiven NN-Wechselwirkung nach Ansatz I dar.

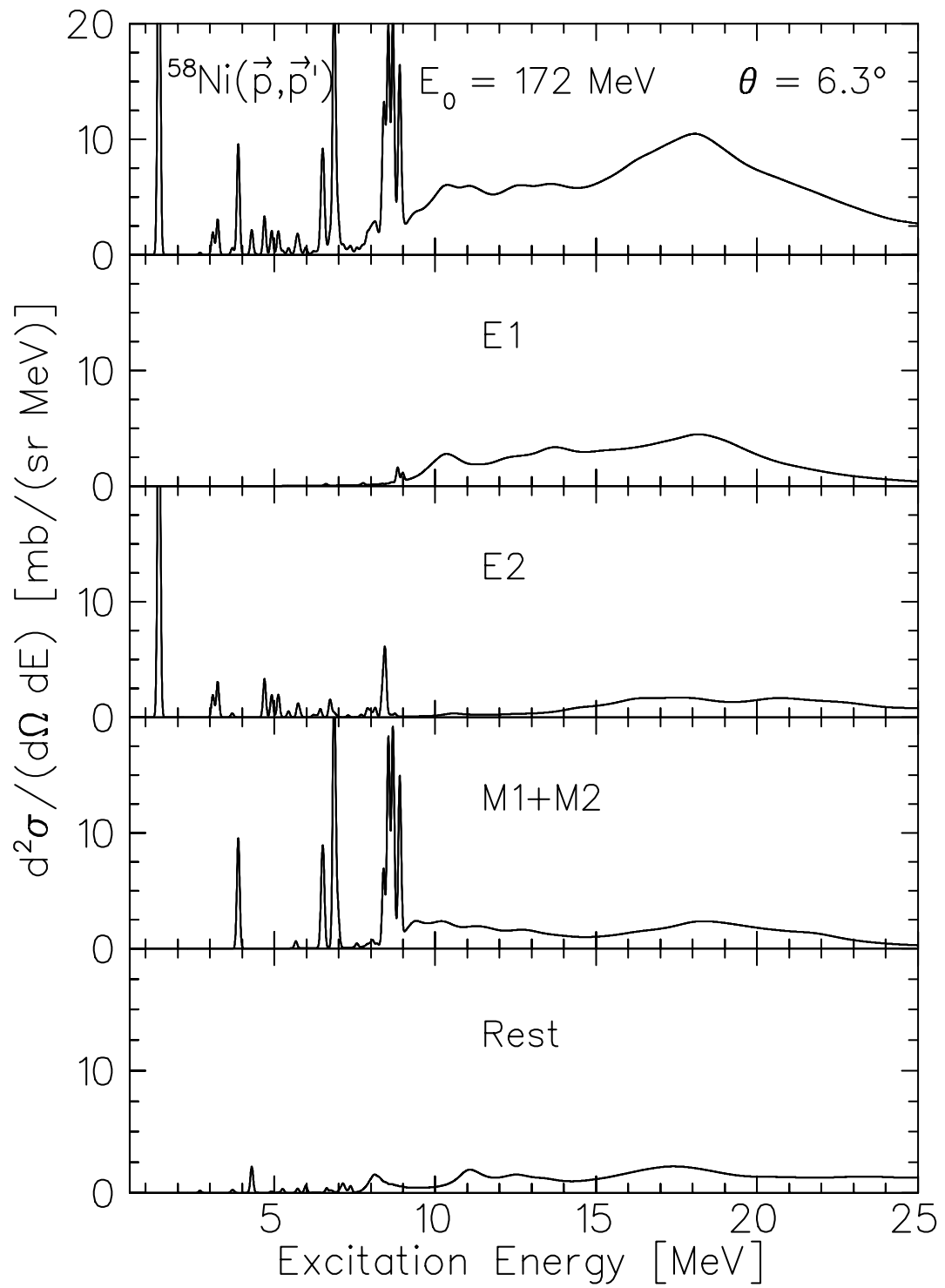


Abb. 8.5: Unterteilung der Rechnung mit Ansatz I für Wirkungsquerschnitte bei $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$ in einzelne Multipol-Beiträge.

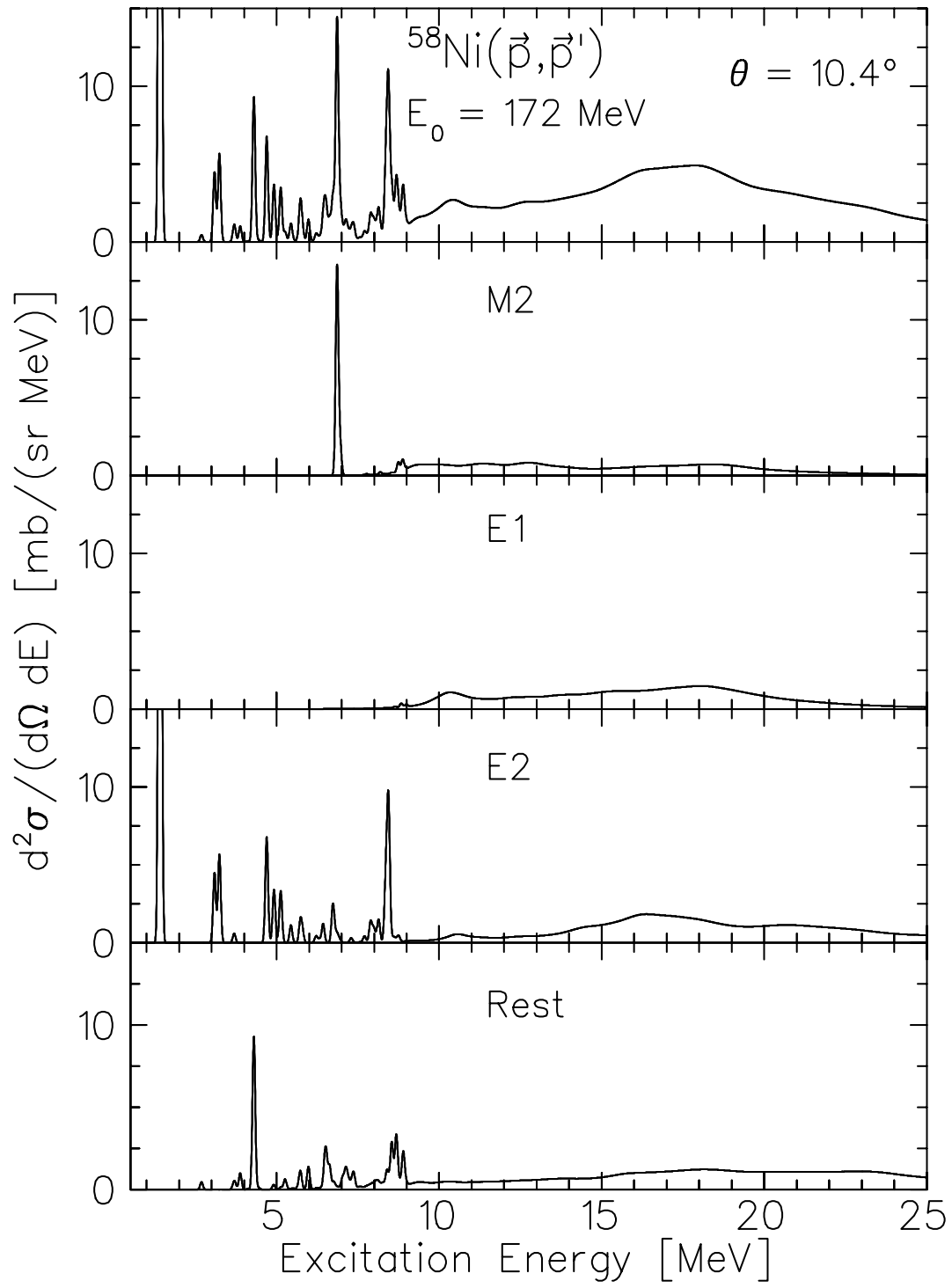


Abb. 8.6: Unterteilung der Rechnung mit Ansatz I für Wirkungsuerschnitte bei $\theta_{c.m.} = 10.4^\circ$ in einzelne Multipol-Beiträge.

eine unvollständige Separation der Schwerpunktbewegung, da in der Protonenstreuung bei diesen Strahlenergien der isoskalare Zentralterm der effektiven Wechselwirkung [21] nahezu eine Größenordnung stärker ist als der isovektorielle. Eine exakte Separation der Schwerpunktbewegung kann im Rahmen von selbstkonsistenten HF-RPA-Rechnungen erreicht werden. In Abb. 8.7 werden RPA-Rechnungen der E1-Stärkeverteilung unter Verwendung einer MSk7 Skyrme-Kraft mit dem QPM verglichen. Aufgetragen sind die isoskalaren (gepunktete Kurve) und isovektoriellen E1-Antwortfunktionen (durchgezogene Kurve) der RPA-Rechnungen für die doppeltmagischen Kerne ^{56}Ni (oberstes Fenster) und ^{78}Ni (mittleres Fenster) im Vergleich zu den mit dem QPM berechneten Antwortfunktionen für ^{58}Ni (unterstes Fenster). Die RPA-Rechnungen sind bis auf die Spin-Wechselwirkung selbstkonsistent. In allen Rechnungen ist die isoskalare E1-Antwortfunktion klein im Vergleich zur isovektoriellen. Die Konzentration isoskalarer Stärke bei 10 MeV in den RPA-Rechnungen ist vermutlich auf die nicht ganz selbstkonsistente Behandlung des Spin-Anteils der Wechselwirkung zurückzuführen [80]. Im Rahmen der QPM-Rechnungen ist bei dieser Energie eine ähnliche Konzentration der Stärke wie in den RPA-Rechnungen zu beobachten. Für größere Anregungsenergien sagen die QPM-Rechnungen im Vergleich zu den RPA-Rechnungen deutlich mehr isoskalare Stärke vorher. Es liegt nahe, diese Stärke auf die ungenaue Separation der Schwerpunktbewegung zurückzuführen.

Um dieses Problem genauer zu untersuchen zeigt Abb. 8.8 für Rechnungen mit Modell III den Einfluss von E1-Anregungen auf die Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte. Hier sind für vier verschiedene Anregungsenergien die Winkelverteilungen in Energieintervallen von je 500 keV zu sehen. Dargestellt ist der Vergleich zu den QPM-Rechnungen mit und ohne Berücksichtigung von E1-Anregungen (durchgezogene bzw. gestrichelte Linie). Die Rechnungen wurden dabei jeweils an die Daten angepasst.

Aus Abb. 8.8 geht klar hervor, dass man für eine Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen die berechneten E1-Wirkungsquerschnitte nicht berücksichtigen darf. Nur so kann mit diesem Modell die gemessene Form der Winkelverteilungen adäquat beschrieben werden. Auch wenn die berechnete Form der Winkelverteilung von der Verwendung der effektiven NN-Wechselwirkung abhängt, wie im vorherigen Kapitel anhand der prominenten Übergänge demonstriert wurde, kann hieraus gefolgert werden, dass der E1-Anteil am Wirkungsquerschnitt

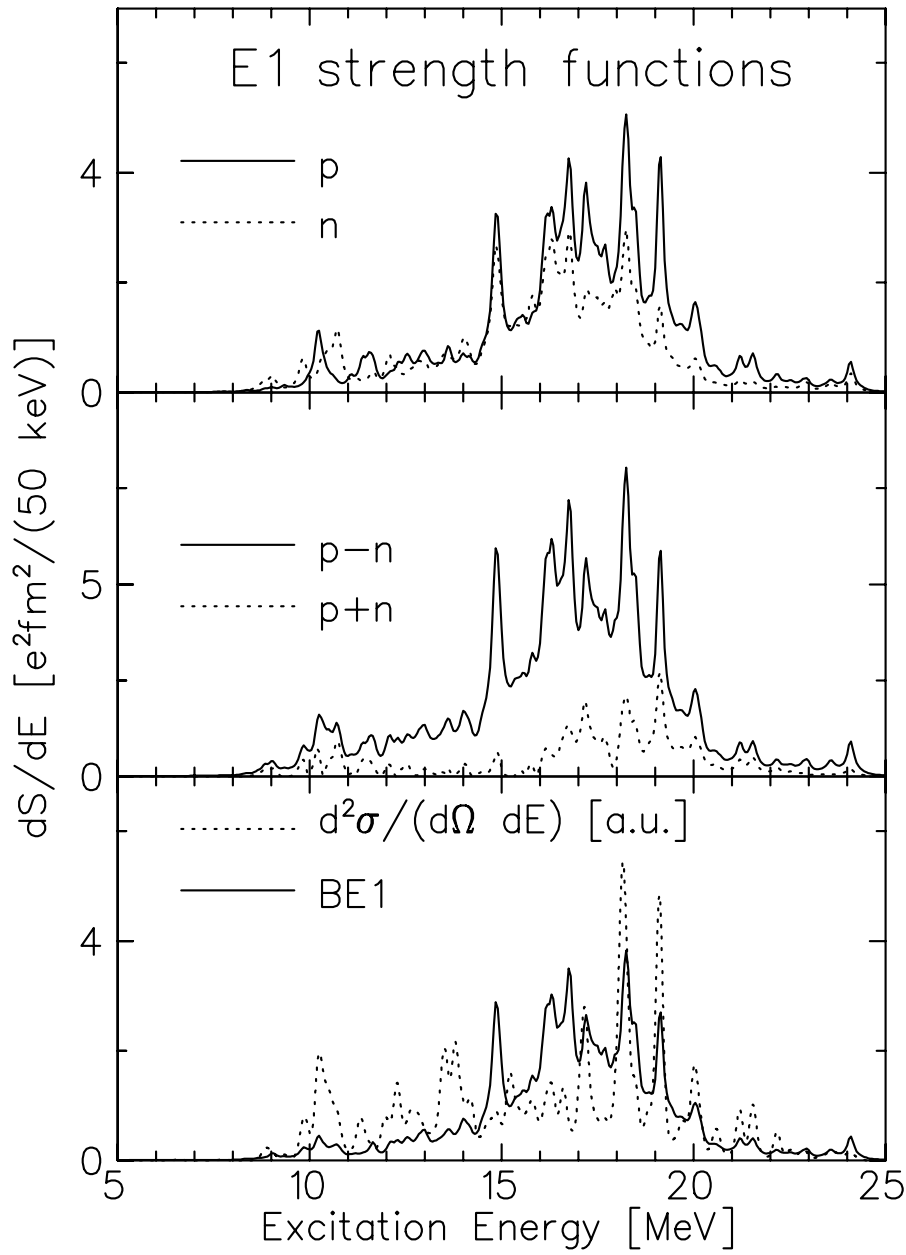


Abb. 8.7: Im obersten und mittleren Fenster sind die isoskalaren (gepunktete Linie) und isovektoriellen Antwortfunktionen (durchgezogene Linie) von nahezu selbstkonsistenten RPA-Rechnungen unter Verwendung der MSk7 Skyrme-Kraft für die doppelmagischen Kerne ^{56}Ni und ^{78}Ni dargestellt, im untersten Fenster die QPM-Resultate für ^{58}Ni . Zur übersichtlicheren Darstellung wurden die isoskalaren Antwortfunktionen mit einem Faktor vier multipliziert.

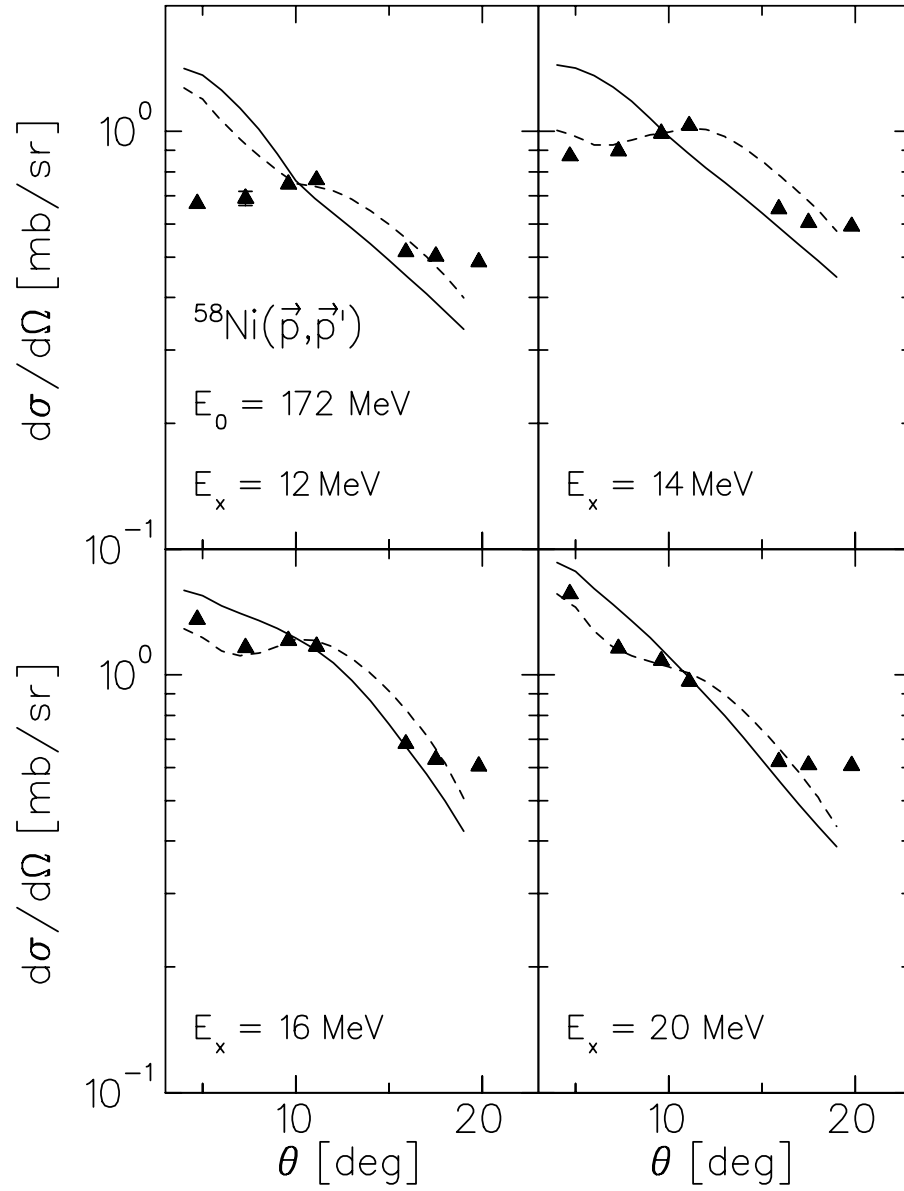


Abb. 8.8: Gemessene Winkelverteilungen in ^{58}Ni für vier verschiedene Anregungsenergien in Energieintervallen von je 500 keV. Die durchgezogene Kurve stellt Rechnungen mit Modell I dar, für die gestrichelte Kurve sind die Beiträge von E1-Anregungen herausgenommen worden. Beide Rechnungen wurden jeweils an die Daten angepasst.

deutlich kleiner sein muss als vorhergesagt. Doch auch ohne Berücksichtigung von E1-Anregungen müssen die Rechnungen in Abb. 8.8 noch um etwa einen Faktor zwei reduziert werden, um die Daten beschreiben zu können. Für Winkel nahe 20° werden die Daten nach Anwendung aller Korrekturen allerdings unterschätzt. Übergänge mit Bahndrehimpulsänderungen von $\Delta L > 5$ sollten vernachlässigbar sein, da auch schon E5- und M6-Anregungen bei diesen Winkeln kaum mehr eine Rolle spielen. Ein Grund ist, dass die Näherung, das Kontinuum nur durch die Anregung von einigen quasigebundenen Zustände zu beschreiben, gerade für Übergänge mit relativ hohem Drehimpulstransfer zu einer Unterschätzung der Stärke führen kann, da die Zahl der im QPM berücksichtigten Zustände mit steigendem Drehimpuls sinkt und somit im Verhältnis dazu die Rolle des Kontinuums zunimmt [34]. Ein anderer Grund ist, dass der Einfluss des Kontinuums mit zunehmendem Impulsübertrag wächst [80].

8.3 Spinflip-Wirkungsquerschnitte

Der Vergleich der experimentellen Spinflip-Wirkungsquerschnitten mit den Modellrechnungen erlaubt andere Komponenten der Kernstruktur und Reaktionsdynamik zu testen. Anregungen von Zuständen natürlicher Parität haben i.d.R. eine deutlich kleinere Spinflip-Wahrscheinlichkeit als Anregungen von Zuständen unnatürlicher Parität. In Abb. 8.9 sind die unter $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$ gemessenen Spinflip-Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit Rechnungen unter Verwendung verschiedener effektiver NN-Wechselwirkungen gezeigt. Bei diesem Winkel liegt auch das Maximum der Spin-Dipol-Winkelverteilung ($\Delta L = 1$). Das obere Teilbild zeigt die gemessenen Spinflip-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Anregungsenergie. Sie steigen zu höheren Anregungsenergien langsam an. In dem Bereich zwischen 8 und 12 MeV sind einige vereinzelte Spinflip-Anregungen zu sehen. Der stärkste Übergang in diesem Bereich liegt bei 10.6 MeV Anregungsenergie und wurde in Elektronenstreuung als M1-Anregung identifiziert [13]. Weitere in der Elektronenstreuung stark angeregte M1-Übergänge bei 8.24 und 8.52 MeV Anregungsenergie können hier nicht aufgelöst werden. Sie tragen zu den Spinflip-Wirkungsquerschnitten bei, die zwischen 8.3 und 9 MeV zu sehen sind. Oberhalb

von 12 MeV Anregungsenergie ist die Verteilung nahezu strukturlos. Vergleicht man die Rechnungen zunächst untereinander, so stellt man beträchtliche Unterschiede fest. Mit Modell II werden dabei für alle Anregungsenergien die größten, mit Modell III die kleinsten Spinflip-Wirkungsquerschnitte vorhergesagt. Besonders deutlich ist dies für die erste M1-Anregung bei $E_x = 3.88$ MeV zu sehen. Im gemessenen Spektrum ist deutlich schwächer ein Spinflip-Übergang bei etwa 4.5 MeV Anregungsenergie zu erkennen. In der Literatur ist ein Zustand bei $E_x = 4.45$ MeV mit Spin und Parität $J^\pi = (1^+, 2^+)$ bekannt [59].

Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie zeigt, dass die tiefliegenden Anregungen in den Rechnungen energetisch leicht verschoben sind und der Spinflip-Wirkungsquerschnitt im Bereich um 8 und 10 MeV stark überschätzt wird. Auch für Anregungsenergien oberhalb von 10 MeV wird zuviel Spinflip-Wirkungsquerschnitt vorhergesagt. Die Daten zeigen im Gegensatz zu den Rechnungen auch kein Maximum der Spinflip-Wirkungsquerschnittsverteilung bei $E_x = 18$ MeV. Der berechnete Abfall des Spinflip-Wirkungsquerschnitts oberhalb von 20 MeV ist wieder auf die Begrenzung des Konfigurationsraumes zurückzuführen.

In Abb. 8.10 ist eine zu Abb. 8.9 analoge Darstellung für die Spinflip-Wirkungsquerschnitte bei einem Streuwinkel von 11.2° zu sehen. Sind im 6° -Spektrum noch einzelne Spinflip-Anregungen bei 4.5 und 10.6 MeV zu erkennen, so lassen sich diese unter 11° nicht mehr finden. Die gemessenen Spinflip-Wirkungsquerschnitte zeigen viel weniger Strukturen. Bis auf eine deutliche Konzentration bei 7 bis 8 MeV steigen sie mit zunehmender Anregungsenergie nahezu konstant an. Die Rechnungen sagen einen glatten Verlauf nur oberhalb von 8 MeV voraus, wobei auch hier ein Maximum der Spinflip-Wirkungsquerschnitte bei $E_x = 18$ MeV berechnet wird. Die Strukturen unterhalb von 8 MeV sind in den Rechnungen stärker ausgeprägt als in der Messung. Sieht man von diesen Strukturen einmal ab, dann liegt die Überschätzung der Spinflip-Wirkungsquerschnitte für die Rechnungen mit den Modellen I und III im Bereich der Unsicherheiten bei der Beschreibung der elastischen Wirkungsquerschnitte. Rechnungen mit Modell II liefern für Spinflip-Wirkungsquerschnitte jedoch eine größere Überschätzung. Die Abhängigkeit von der Wahl der effektiven NN-Wechselwirkung ist für Spinflip-Wirkungsquerschnitte deutlich größer als für die Wirkungsquerschnitte.

In Abb. 8.11 ist für Modell I die Aufteilung der Spinflip-Wirkungsquerschnitte

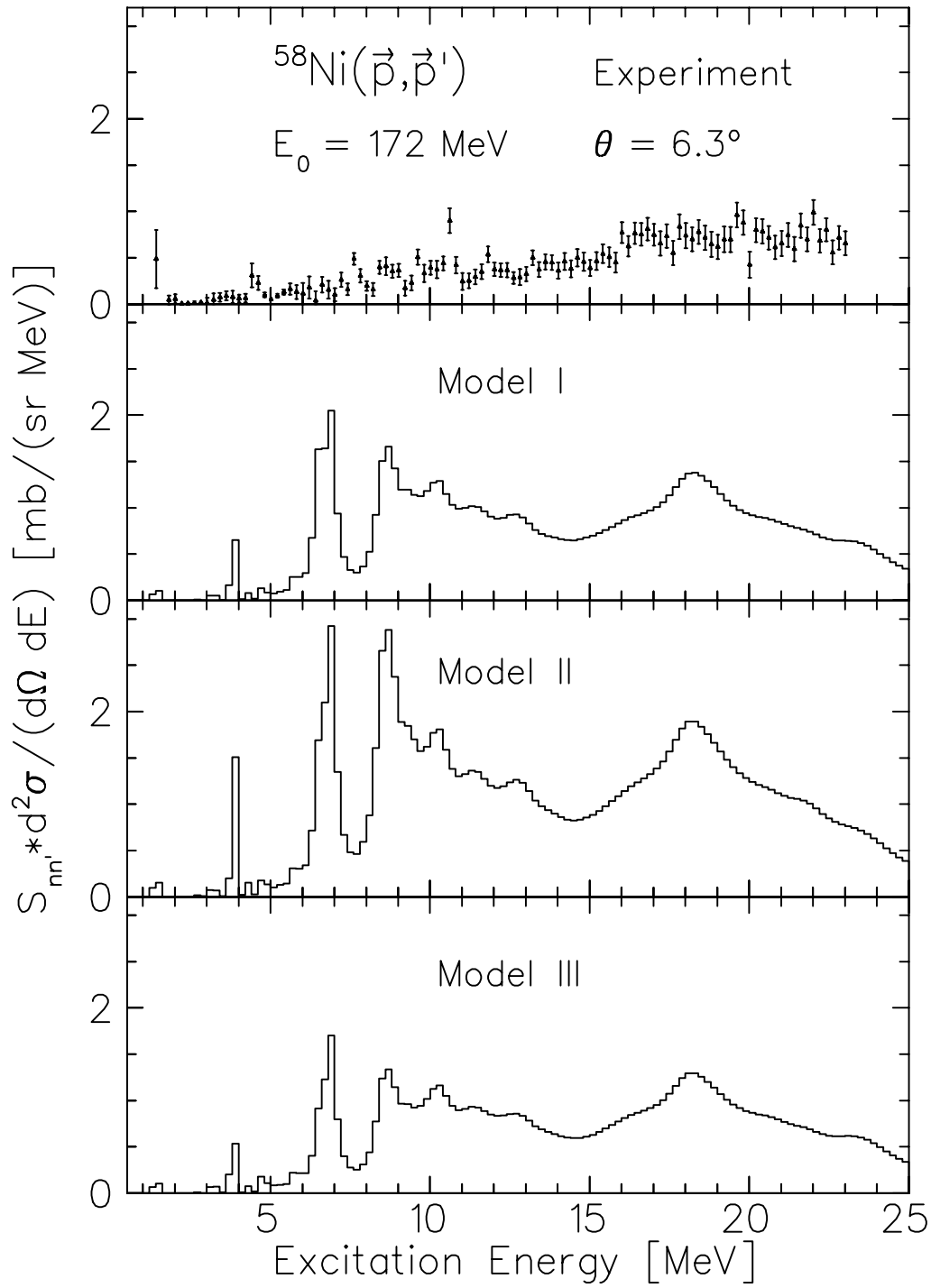


Abb. 8.9: Gemessene und berechnete Spinflip-Wirkungsquerschnitte für Streuwinkel von 6.3° . Im oberen Teilbild sind die Messdaten dargestellt, dann folgen die Rechnungen mit Modell I, II und III.

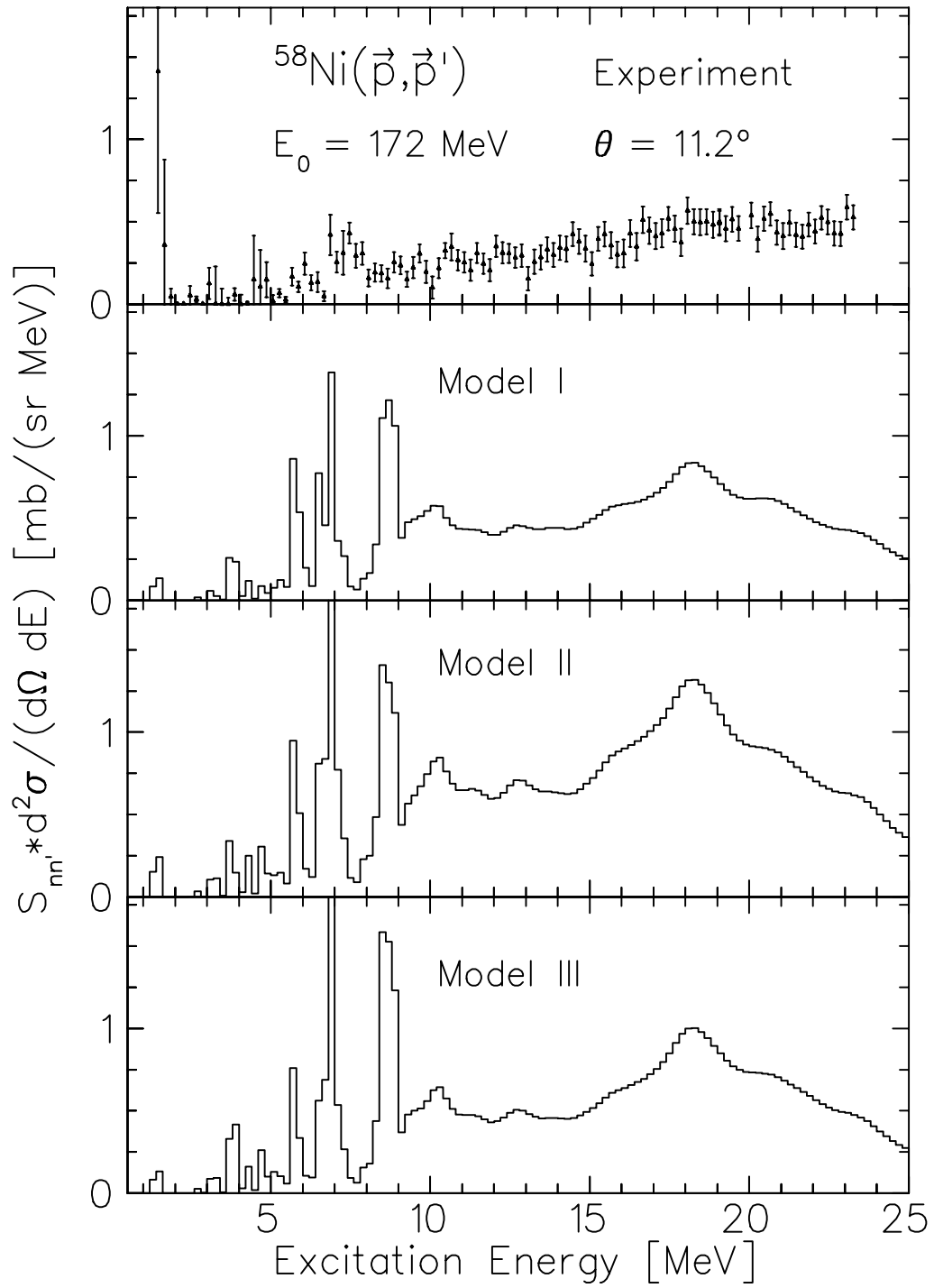


Abb. 8.10: Gemessene und berechnete Spinflip-Wirkungsquerschnitte für Streuwinkel von 11.2° . Im oberen Teilbild sind die Messdaten dargestellt, dann folgen die Rechnungen mit Modell I, II und III.

in die wichtigsten Multipol-Beiträgen dargestellt. Zum berechneten Spinflip-Wirkungsquerschnitt tragen im wesentlichen M1- und M2-Übergänge bei. Die M1-Übergänge können in zwei Bereiche unterteilt werden: Unterhalb von 15 MeV Anregungsenergie liegt die $0 \hbar\omega$ Stärke, oberhalb die $2 \hbar\omega$ Stärke. Die Lage und Stärke der isovektoriellen M1-Riesenresonanz wurde in Elektronenstreuexperimenten gründlich untersucht [13]. Diese Experimente zeigen zwei Gruppen von 1^+ -Zuständen, die um einen $\Delta T = 0$ und $\Delta T = 1$ Spinflip-Übergang bei 8.24 bzw. 10.6 MeV zentriert sind. Die QPM-Rechnungen sagen auch zwei M1-Resonanzen vorher, jedoch liegen sie in der Anregungsenergie zu tief und sind zu schwach fragmentiert. Die ungenaue Reproduktion der Anregungsenergien kann durch die Verwendung eines globalen Potentials für die Beschreibung der 1-Teilchen-Zustände erklärt werden. Die Potentialparameter wurden aus einer Systematik vieler Kerne gewonnen und nicht an ^{58}Ni angepasst. Über Spinflip-M2-Übergänge in ^{58}Ni ist zur Zeit noch wenig bekannt. Die berechnete M2-Wirkungsquerschnittsverteilung ist bis auf einen starken Übergang bei 6.8 MeV stark fragmentiert. Eine ähnliche Fragmentation der M2-Stärke wurde auch an anderen Kernen, z.B. ^{48}Ca und ^{90}Zr beobachtet [14, 76]. Einen kleinen, nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum berechneten Spinflip-Wirkungsquerschnitt bei 6° liefern auch E1-Übergänge. Für diese wird ein Maximum bei $E_x = 10$ MeV vorhergesagt. Die Spinflip-Wirkungsquerschnitte anderer Multipol-Übergänge sind bei Streuwinkeln von 6° vernachlässigbar.

Die Aufteilung der Spinflip-Wirkungsquerschnitte bei 11.2° ist in Abb. 8.12 gezeigt. Der Beitrag der M1- und M2-Anregungen ist gegenüber Abb. 8.11 deutlich geringer. E1- und E2-Anregungen tragen ebenso zum berechneten Spinflip-Wirkungsquerschnitt bei. Die im untersten Teilbild dargestellten restlichen Beiträge sind hauptsächlich auf M3-Anregungen zurückzuführen und stark fragmentiert. Das berechnete Spektrum der Spinflip-Wirkungsquerschnitte bei 11.2° wird nicht durch einzelne Multipol-Beiträge dominiert.

Die globale Überschätzung der Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wirkungsquerschnitte könnte u.U. auf ein Problem der effektiven Projektil-Target-Wechselwirkung bei der Beschreibung der Verzerrung ein- und auslaufender Wellen zurückzuführen sein. In diesem Fall würde man eine vergleichbare Überschätzung sowohl für die Wirkungsquerschnitte wie auch für die Spinflip-Wirkungsquerschnitte erwarten. Normiert man die berechneten

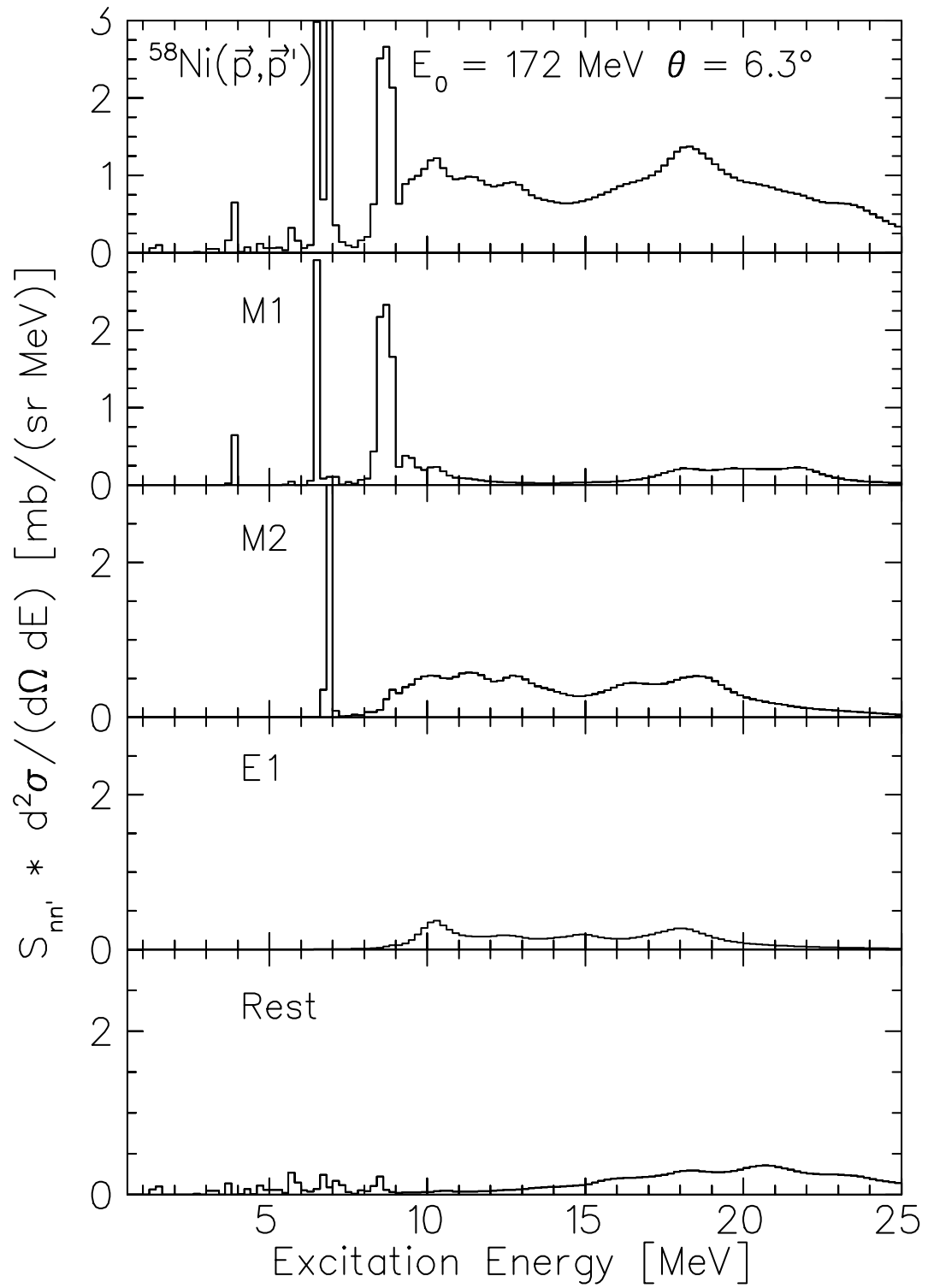


Abb. 8.11: Multipol-Beiträge der Spinflip-Wirkungsquerschnittsrechnung bei $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$ unter Verwendung der effektiven NN-Wechselwirkung von Ansatz I.

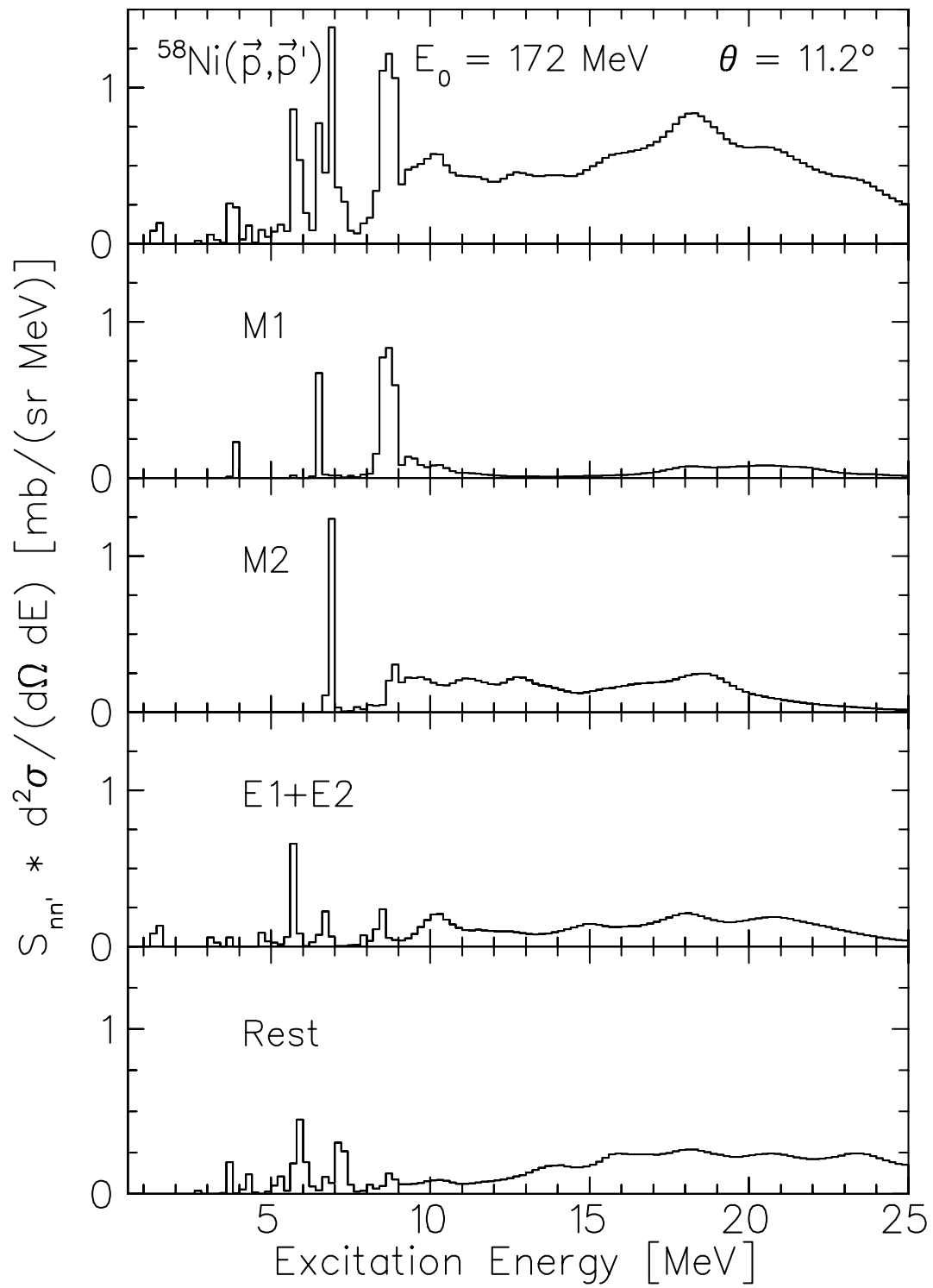


Abb. 8.12: Multipol-Anteile der Rechnung für Spinflip-Wirkungsquerschnitte bei $\theta_{c.m.} = 11.2^\circ$.

Wirkungsquerschnitte an die Daten und wendet den gleichen Korrekturfaktor auf die Spinflip-Wirkungsquerschnitte an, dann korrigiert sich näherungsweise dieser Fehler heraus. Verbleibende Unterschiede zwischen den Modellen bedeuten dann echte Unterschiede zwischen den effektiven NN-Wechselwirkungen.

In Abb. 8.13 sind exemplarisch drei Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitten und Spinflip-Wirkungsquerschnitten bei $E_x = 13.5, 15.5$ und 17.5 MeV dargestellt. Es sind jeweils die in einem Energieintervall von 500 keV gemessenen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu Rechnungen mit Modell I, II und III (durchgezogene, strichpunktierte bzw. gepunktete Kurve) dargestellt. Die Rechnungen sind auf alle im Anregungsenergie-Intervall von 5 bis 20 MeV gemessenen Wirkungsquerschnitte angepasst (Faktor 0.52, 0.46 und 0.60 für Modell I, II bzw. III). Die berechneten Spinflip-Wirkungsquerschnitte wurden mit dem gleichen Faktor korrigiert. Nach Anwendung der Korrektur werden die Wirkungsquerschnitte für die Winkelverteilungen bei $E_x = 15.5$ und 17.5 MeV in allen Modellen näherungsweise beschrieben, die Daten bei $E_x = 13.5$ MeV werden leicht unterschätzt. Für die Winkelverteilungen der Spinflip-Wirkungsquerschnitte ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den Modellrechnungen. Die Rechnungen mit Modell I unterschätzen nach Anwendung der Korrektur die Messdaten deutlich, während die Modelle II und III die experimentellen Spinflip-Wirkungsquerschnitte näherungsweise beschreiben. Für die Winkelverteilung bei $E_x = 13.5$ MeV ist die Abweichung in etwa genauso wie für die Wirkungsquerschnitte bei den entsprechenden Winkeln.

8.4 Spinflip-Wahrscheinlichkeiten

Eine weitere Testmöglichkeit bietet der Vergleich der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten. Sie werden bestimmt, indem man in einem Energieintervall $\Delta E = 200$ keV das Verhältnis aus Spinflip-Wirkungsquerschnitt und Wirkungsquerschnitt bildet. Dadurch kürzen sich gleiche Überschätzungsfaktoren für Spinflip-Wirkungsquerschnitte und Wirkungsquerschnitte heraus. Im Gegensatz zur oben durchgeführten Analyse kann hierbei zusätzlich die Energieabhängigkeit studiert werden. In den folgenden Abbildungen sind die gemessenen (Datenpunkte) und

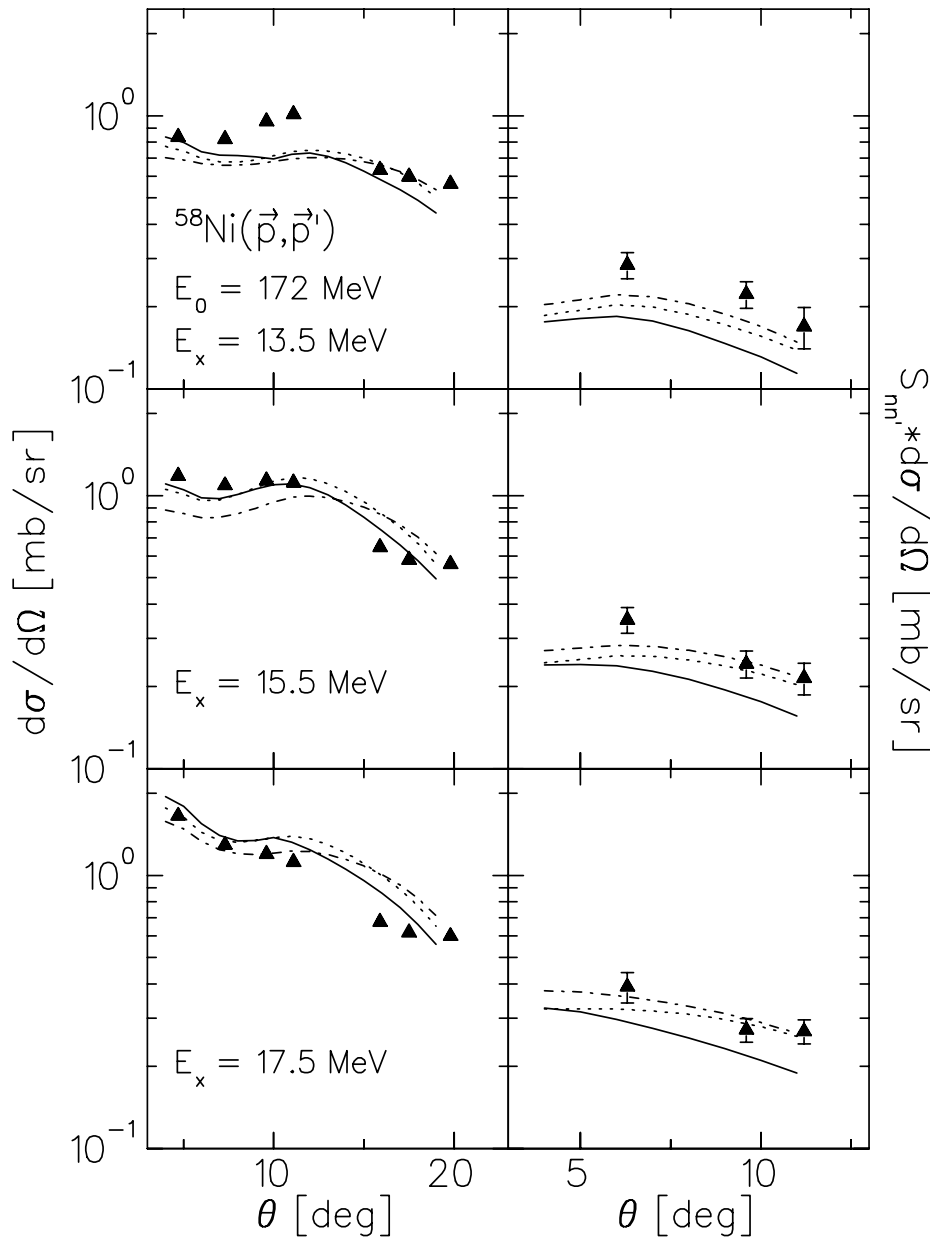


Abb. 8.13: Gemessene Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitten (links) und Spinflip-Wirkungsquerschnitten (rechts) für Anregungsenergien von 13.5, 15.5 und 17.5 MeV im Vergleich zu Modell-Rechnungen. Die mit Ansätzen I (gepunktet), II (strichpunktirt) und III (durchgezogene Linie) berechneten Werte berücksichtigen keine E1-Übergänge und sind jeweils mit den Faktoren 0.52, 0.46 und 0.60 an die gemessenen Wirkungsquerschnitte angepasst worden.

die mit Modell I (Abb. 8.14), II (Abb. 8.15) und III (Abb. 8.16) berechneten (Histogramm) Spinflip-Wahrscheinlichkeiten bei Streuwinkeln von $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$, 9.6° und 11.2° aufgetragen. Bis zu einer Anregungsenergie von 20 MeV können die Daten qualitativ gut beschrieben werden. Unterschiede zwischen Experiment und Theorie ergeben sich bezüglich der energetischen Lage der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für $E_x \leq 10$ MeV. Das Maximum bei $E_x = 7.6$ MeV ist in den Rechnungen leicht verschoben. Diese sagen stattdessen ein Maximum bei $E_x = 6$ MeV vorher. In den Daten bei $\theta_{c.m.} = 9.6^\circ$ und 11.2° kann ein solches Maximum nicht entdeckt werden. Die Experimente bei $\theta_{c.m.} = 6.3^\circ$ sind an dieser Stelle nicht frei von instrumentellem Untergrund, so dass hier eine zuverlässige Bestimmung der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten aus den vorliegenden Daten nicht möglich ist. Für diesen Anregungsenergiebereich ist es kompliziert, die genaue Struktur der Spektren von Spinflip-Wahrscheinlichkeiten zu reproduzieren, da hierfür die Lage aller prominenten Resonanzen sehr genau berechnet werden muss. Oberhalb von 20 MeV Anregungsenergie werden die Daten eindeutig unterschätzt. Ein Grund mag sein, dass die Beschränkung des Konfigurationsraums in den Rechnungen für Spinflip-Übergänge größere Auswirkungen hat als für Nicht-Spinflip-Übergänge.

Ein Vergleich der Rechnungen untereinander deckt auch Unterschiede zwischen den effektiven Wechselwirkungen auf. So ist die Spin-Wechselwirkung in Modell II deutlich stärker als in Modell I und III. Die Rechnungen mit Modell I und III können die Spinflip-Wahrscheinlichkeiten bis etwa $E_x = 10$ MeV auch quantitativ gut beschreiben, unterschätzen sie aber leicht für höhere Anregungsenergien. Für Rechnungen mit Modell II werden die Spinflip-Wahrscheinlichkeiten bei kleinen Anregungsenergien leicht überschätzt und dafür im Bereich der Riesenresonanzen besser reproduziert. In jedem Fall können die Spinflip-Wahrscheinlichkeiten besser beschrieben werden als die Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wirkungsquerschnitte. Dies mag auf Probleme bei der Beschreibung der Projektil-Target-Wechselwirkung hindeuten. Zwar ist die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung und die tiefliegenden Anregungen besser als für die Übergänge im Bereich der Riesenresonanz, doch hängt die Anregung dieser Zustände von anderen Komponenten der effektiven NN-Wechselwirkung ab. Dies mag evt. auch einen Einfluss auf die Berechnung der Verzerrung von ein- und auslaufenden Wellen eine Rolle spielen.

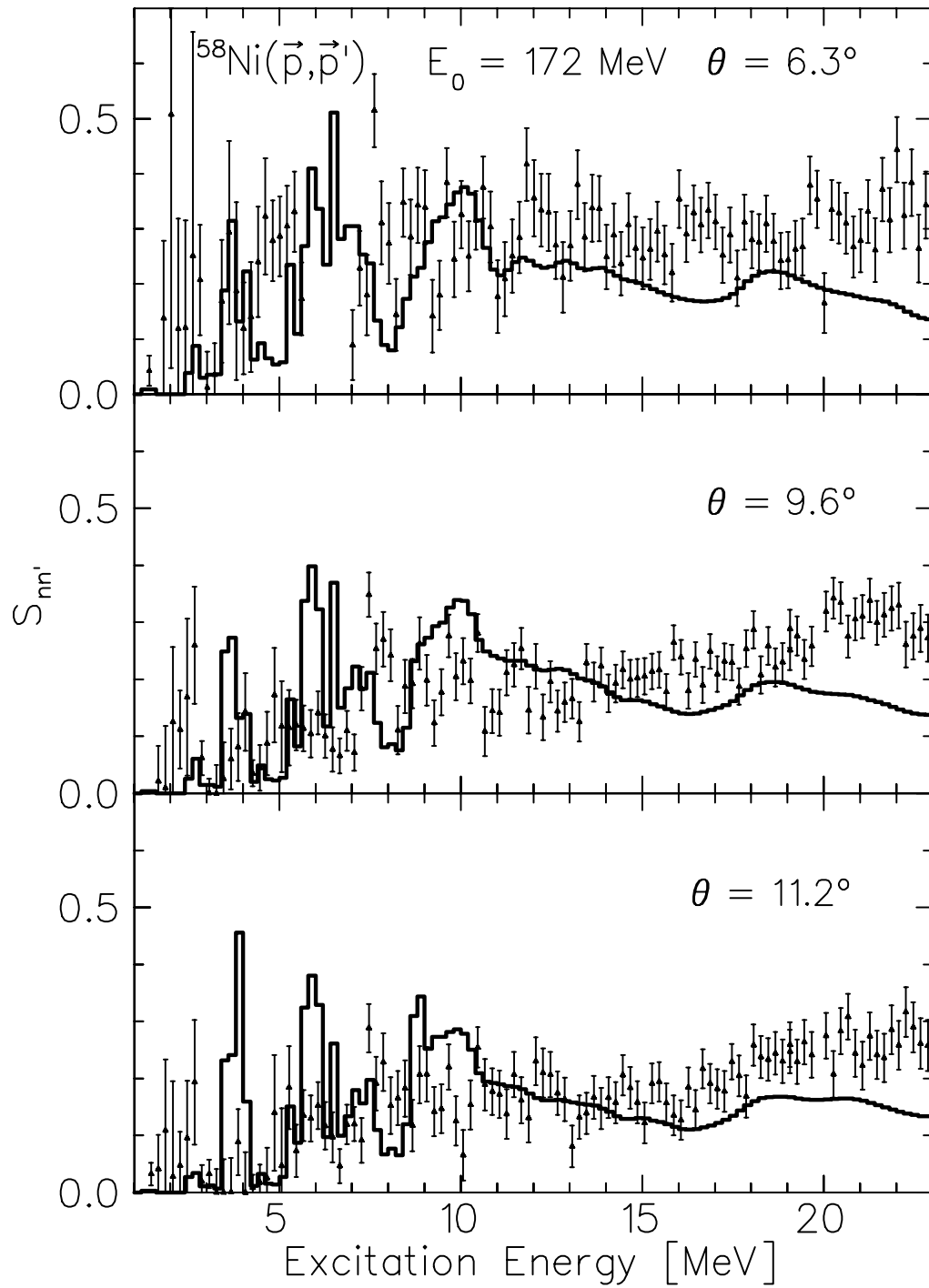


Abb. 8.14: Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für 6.3° , 9.6° und 11.2° . Die Datenpunkte stellen Messungen aus dieser Arbeit und das Histogramm mit Modell I berechnete Spinflip-Wahrscheinlichkeiten dar.

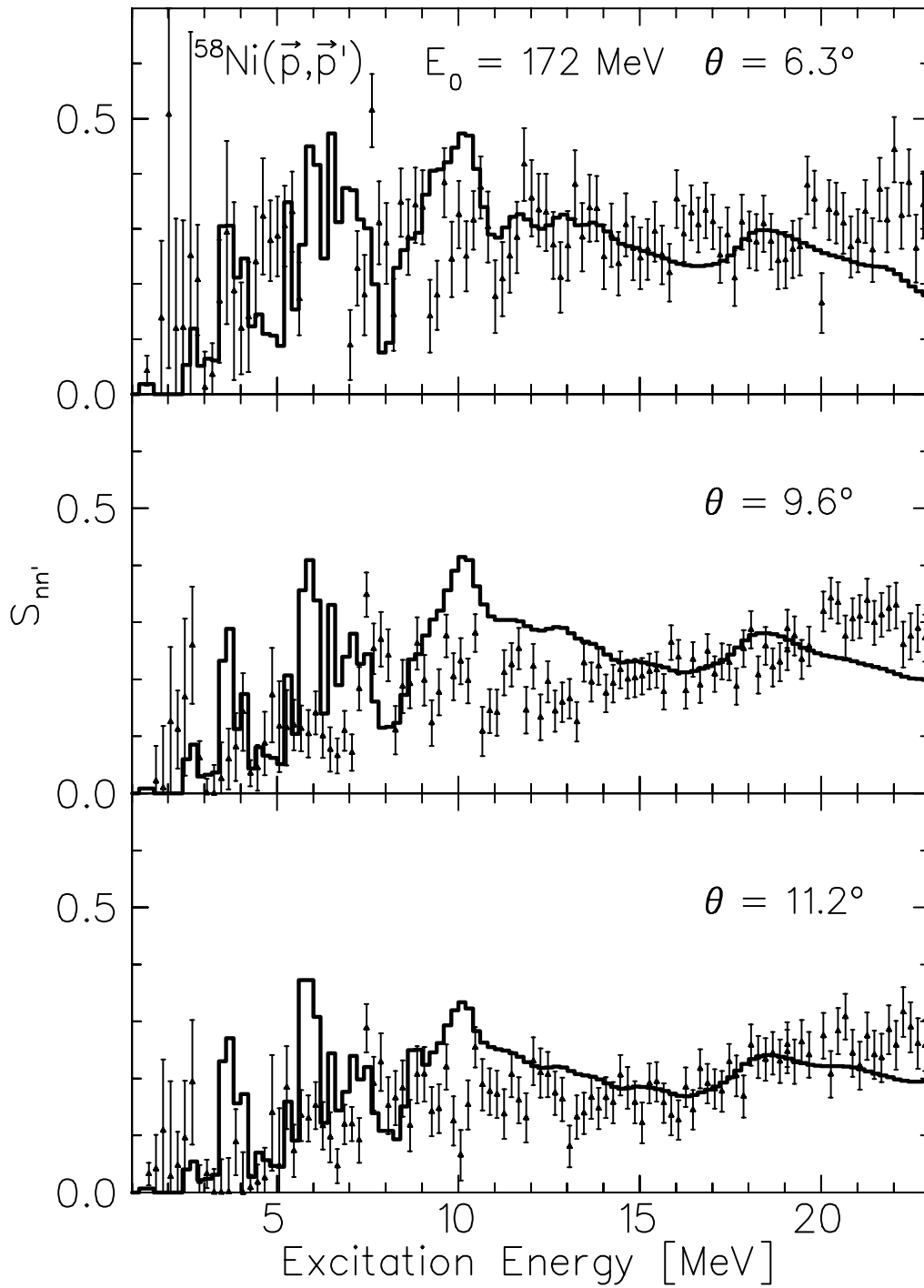


Abb. 8.15: Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für 6.3° , 9.6° und 11.2° . Die Datenpunkte stellen Messungen aus dieser Arbeit und das Histogramm mit Modell II berechnete Spinflip-Wahrscheinlichkeiten dar.

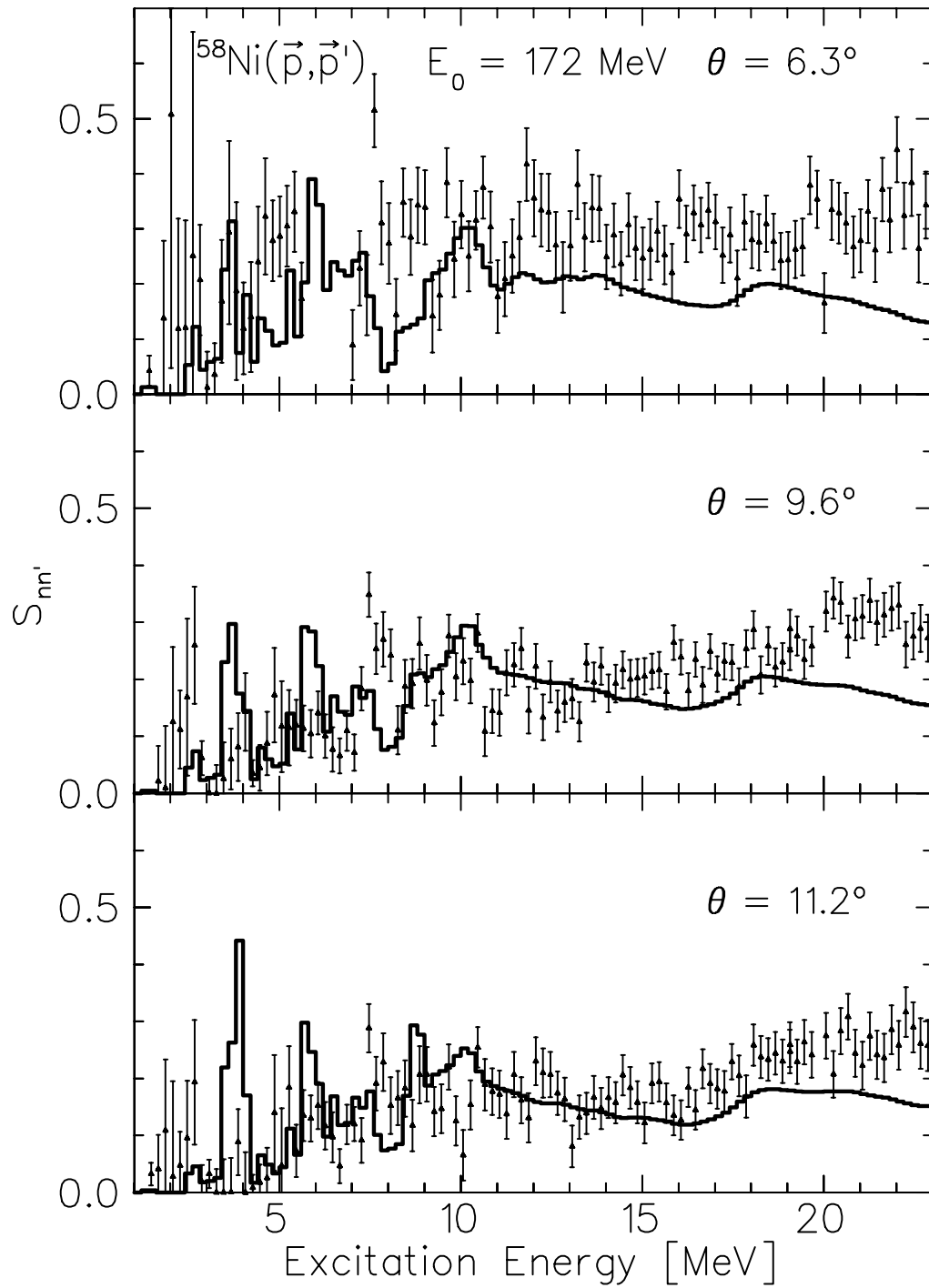


Abb. 8.16: Spinflip-Wahrscheinlichkeiten für 6.3° , 9.6° und 11.2° . Die Datenpunkte stellen Messungen aus dieser Arbeit und das Histogramm mit Modell III berechnete Spinflip-Wahrscheinlichkeiten dar.

In die theoretische Beschreibung der Wirkungsquerschnitte und Spinflip-Wirkungsquerschnitte gehen mehrere Annahmen ein, die zu einer Diskrepanz zum Experiment beitragen können. Die Wellenfunktionen der QPM-Rechnungen sind in vielen Experimenten getestet worden (z.B. [8–10]). Sie liefern eine relativ gute Beschreibung der Daten. Unterschiede zum Experiment zeigen sich im Wesentlichen bei der Beschreibung der exakten Anregungsenergie der Zustände. Die Stärke der Anregungen wird aber relativ gut beschrieben. Nur die Beschreibung der isovektorielle Spinflip-Übergänge erfordert ein Quenching des Spin- g -Faktors. Eine Unsicherheit in den Rechnungen bildet die Annahme, dass das Quenching für alle Spinflip-Übergänge gleich ist. Für isoskalare und für Spinflip-Übergänge mit $\Delta L \geq 2$ ist praktisch nichts bekannt. Auch ist bis heute nicht klar, ob das Quenching der $2 \hbar\omega$ M1-Stärke das gleiche ist wie für die $0 \hbar\omega$ M1-Stärke. Die Unsicherheiten bei der Annahme des Quenchings wirken sich vor allem auf die Beschreibung der Spinflip-Wirkungsquerschnitte aus.

Eine weitere Unsicherheit besteht durch die Vernachlässigung des Kontinuums. Bei Berücksichtigung des Kontinuums wird zum einen ein Teil der Stärke zu größeren Anregungsenergien verschoben, zum anderen erhöht sich für $E_x > 20$ MeV die Stärke. Hierbei spielen vor allem zwei Effekte eine Rolle. Zum einen sinkt für Anregungen mit großen Drehimpuls-Änderungen die Zahl der möglichen Übergänge in gebundene oder quasigebundene Zustände. Damit werden Übergänge ins Kontinuum wichtiger [34]. Dies gilt unabhängig vom Impulsübertrag. Zum anderen kann mit Hilfe einer Kontinuums-RPA-Rechnung gezeigt werden, dass die Stärke für Anregungen ins Kontinuum mit steigendem Impulsübertrag wächst [80]. Beide Effekte wirken sich hier vor allem für Streuwinkel gegen 19° und Anregungsenergien $E_x > 20$ MeV aus.

Eine andere Annahme ist die Vernachlässigung der Impulsabhängigkeit der effektiven NN-Wechselwirkung. Doch ist dieser Effekt vermutlich relativ klein, denn der Impuls der ein- und auslaufenden Protonen unterscheidet sich beispielsweise bei $E_x = 20$ MeV nur um etwa 6%. Es wurde auch stichprobenartig für einzelne starke Anregungen die Amplituden der effektiven NN-Wechselwirkung von Modell I durch solche ersetzt, die für Strahlenergien von 150 und 200 MeV bestimmt wurden. Hier zeigen sich nur für die Bestimmung der Analysierstärken leichte Unterschiede. Eine exakte Berücksichtigung kann durch Rechnungen mit einer g -Matrix-Parametrisierung der effektiven NN-Wechselwirkung im Impuls-

raum durchgeführt werden [70]. Rechnungen unter Verwendung dieser effektiven Wechselwirkung können auch die Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken der elastischen Streuung am besten beschreiben. Eine systematische Rechnung aller vom QPM beschriebenen Zustände mit dieser effektiven NN-Wechselwirkung ist zur Zeit leider noch nicht möglich.

9 Ausblick

Ein zentrales Ziel der modernen Kernphysik ist ein vollständiges Verständnis von der Natur kollektiver Moden. Als Testfall dient in dieser Arbeit die Anregung kollektiver Übergänge in ^{58}Ni durch Streuexperimente mit polarisierten Protonen. Es wurde bei kleinen Winkeln ein vollständiger Datensatz von Wirkungsquerschnitten und Spinflip-Wahrscheinlichkeiten mit bisher unerreichter Auflösung aufgenommen. Die Daten zeichnen sich durch das Fehlen fast jeglichen Untergrundes aus. Sie wurden direkt mit Modellrechnungen verglichen, die den derzeitigen Stand der Forschung repräsentieren. Dabei zeigt sich in den Rechnungen im Bereich der Riesenresonanzen unabhängig von der effektiven NN-Wechselwirkung eine erhebliche Überschätzung der Wirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnitte werden auch ohne Berücksichtigung von E1-Anregungen, die aufgrund der ungenauen Separation der Schwerpunktsbewegung nicht zuverlässig berechnet werden können, im Bereich der Riesenresonanzen systematisch um etwa einen Faktor zwei überschätzt. Ein ähnlicher Faktor ergibt sich auch für die Beschreibung der Spinflip-Wirkungsquerschnitte, wenn man ein Spin-Quenching von $g_s = 0.7$ annimmt. Für die Bestimmung der Spinflip-Wahrscheinlichkeiten besteht dieses Problem nicht. Die Beschreibung dieser Größen ist für alle verwendeten Modelle der NN-Wechselwirkung besser als die für die Spinflip-Wirkungsquerschnitte. Ein Vergleich der Rechnungen untereinander deutet aber auf erhebliche Unterschiede in der Spin-Komponente der verwendeten effektiven NN-Wechselwirkungen hin.

Eine bessere Beschreibung der Observablen in der Protonenstreuung ist essentiell, für ein besseres Verständnis kollektiver Moden in Atomkernen. So wurde in dieser Arbeit auf eine Extraktion der Spin-Dipol-Mode durch eine Multipolentfaltung der Daten verzichtet, da diese nicht modellunabhängig durchgeführt werden kann. Wenn die theoretische Beschreibung der Protonenstreudaten verbessert werden kann, dann lässt sich diese Art der Analyse zuverlässiger durchführen. Ähnliches gilt auch für einen Vergleich mit den Ergebnissen aus anderen Streureaktionen. Um die Ergebnisse aus z.B. Elektronen- und Protonenstreuung quantitativ miteinander vergleichen zu können, muss aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten und Spinflip-Observablen auf die Antwortfunktion des Kerns geschlossen werden. Das ist im besonderen für Protonenstreudaten sehr modellabhängig. Für Daten

aus Elektronenstreuexperimenten jedoch kann diese Analyse zuverlässig durchgeführt werden, da der Reaktionsmechanismus gut verstanden ist. Beobachtet man die Streuung von Elektronen unter 180° ist man außerdem noch selektiv auf transversale, im besonderen magnetische Übergänge. Die höhere Selektivität vereinfacht die Entfaltung erheblich und erlaubt die Extraktion der Spin-Dipol-M2-Stärke. Solche Experimente wurden bereits am S-DALINAC begonnen, sind aber noch nicht abgeschlossen.

Das Hauptproblem bei der Beschreibung der Wirkungsquerschnitte scheint in der verwendeten effektiven Projektil-Target-Wechselwirkung zu liegen. Darauf deutet auch schon die Analyse der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung und die tiefliegenden Zustände hin. Hier werden die Daten vor allem für kleine Winkel überschätzt. Zudem hängt vor allem für die elastische Streuung die Vorhersage sehr von der Wahl der effektiven NN-Wechselwirkung ab. Die Abweichungen zwischen Experiment und Modellrechnung sind allerdings nicht für alle Übergänge gleich. Trotzdem ist eine gute effektive NN-Wechselwirkung für die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte essentiell. Ein vielversprechender Ansatz sind Rechnungen mit einer g -Matrix-Parametrisierung der effektiven NN-Wechselwirkung im Impulsraum [70]. Sie liefern eine gute Beschreibung der elastischen Wirkungsquerschnitte. Für eine systematische Beschreibung aller vom QPM beschriebenen Zustände mit dieser effektiven NN-Wechselwirkung müssten die bestehenden Programme noch automatisiert und vereinfacht werden.

Die Modellabhängigkeit der Entfaltung von Wirkungsquerschnitten und Spinflip-Wirkungsquerschnitten nimmt ab, wenn man bei noch kleineren Winkeln misst, da hier die Anregung selektiver ist. Auch ist das Studium der Anregung von Monopol- und Dipol-Moden in der Protonenstreuung von Interesse. Allerdings stellen Messungen für Streuwinkel nahe 0° eine besondere Herausforderung an den Experimentator. Zum einen nimmt i.d.R. der instrumentelle Untergrund durch Streuung an den Akzeptanzgrenzen des Spektrometers zu, zum anderen steigt auch der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung und damit die Belastung der Datenaufnahme. In den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimenten war der Engpass der Datenaufnahme noch die Ethernet-Leitung zwischen Datenaufnahmesystem und Alpha-Workstation. Mittlerweile wurden am KVI einige strukturelle Änderungen vorgenommen: Statt einer einzelnen Ethernetverbindung wurde ein “switched Ethernet” Netzwerk installiert. Weiterhin

wurde auch die Alpha-Workstation durch einen LINUX-PC mit einer schnelleren Ethernet-Karte ersetzt. Eine Verbesserung bei der Normierung der Wirkungsquerschnitte ergibt sich durch die Analyse der systematischen Fehler (10% bis 15%). Der größte Anteil davon kann auf Unsicherheiten bei der Raumwinkelnormierung zurückgeführt werden. Mittlerweile konnte durch die systematische Analyse aller Eichmessungen die Rekonstruktion der Streuwinkel und damit die Raumwinkelnormierung verbessert werden.

Literatur

- [1] A. van der Woude, in: *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, ed. J. Speth (World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hongkong) (1991) 1.
- [2] K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, Nucl. Phys. **A673** (2000) 481. K. Langanke, M. Wiescher, Rep. Prog. Phys. **64** (2001) 1657.
- [3] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V.Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D.I. Sober, T. Waindzoch, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.
- [4] B. Reitz, A.M. van den Berg, D. Frekers, F. Hofmann, M. de Huu, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V.Yu. Ponomarev, S. Rakers, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, H.J. Wörtche, Phys. Lett. **B532** (2002) 179.
- [5] K. Amos, P.J. Dortmans, H.V. von Geramb, S. Karataglidis, J. Raynal, Adv. Nucl. Phys. **25** (2000) 275.
- [6] S. Drozdz, S. Nishizaki, J. Speth, J. Wambach, Phys. Rep. **197** (1990) 1.
- [7] C.A. Bertulani, V. Yu. Ponomarev, Phys. Rep. **321** (1999) 139.
- [8] N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V.Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 272502.
- [9] N. Tsoneva, Ch. Stoyanov, Yu.P. Gangrsky, V.Yu. Ponomarev, N.P. Balabanov, A.P. Tonchev, Phys. Rev. **C61** (2000) 044303.
- [10] F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, K. Govaert, L. Govor, M. Hagemann, J. Heyse, E. Jacobs, W. Mondelaers, V.Yu. Ponomarev, Phys. Rev. **C62** (2000) 024302.
- [11] P. von Neumann-Cosel, C. Bähr, F. Hofmann, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V.Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, A. Stascheck, S. Strauch, T. Waindzoch, J. Wambach, Nucl. Phys. (Supplement) **A654** (1999) 743c.

- [12] F.T. Baker, L. Bimbot, C. Djalali, C. Glashausser, H. Lenske, W.G. Love, M. Morlet, E. Tomasi-Gustafsson, J. Van de Wiele, J. Wambach, A. Willis, Phys. Rep. **289** (1997) 235.
- [13] W. Mettner, A. Richter, W. Stock, B.C. Metsch, A.G.M. van Hees, Nucl. Phys. A**473** (1987) 160; W. Mettner, Dissertation D17 (1984), TH Darmstadt.
- [14] B. Reitz, Dissertation D17 (2000), TU Darmstadt.
- [15] M. Hagemann, R. Bassini, A.M. van den Berg, F. Ellinghaus, D. Frekers, V.M. Hannen, T. Häupke, J. Heyse, E. Jacobs, M. Kirsch, B.A.M. Krüsemann, S. Rakers, H. Sohlbach, H.J. Wörtche, Nucl. Instr. and Meth. A **437** (1999) 459; C. Bäumer, R. Bassini, A.M. van den Berg, D. Frekers, M. Hagemann, V.M. Hannen, J. Heyse, M.A. de Huu, B.A.M. Krüsemann, M. Mielke, S. Rakers, H. Sohlbach, H.J. Wörtche KVI Ann. Rep. (1999) 43.
- [16] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, G.P.A. Berg, E. Caurier, H. Fujimura, K. Hara, K. Hatanaka, Z. Janas, J. Kamiya, T. Kawabata, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, T. Noro, E. Roeckl, Y. Shimbara, T. Shinada, S.Y. van der Werf, M. Yoshifuku, M. Yosoi, R.G.T. Zegers, Eur. Phys. J. A**13** (2002) 411.
- [17] J. Lisantti, A.D. Bacher, G.P.A. Berg, S.M. Bowyer, S. Chang, J. Liu, C. Olmer, E.J. Stephenson, S.P. Wells, S.W. Wissink, K.H. Hicks, Phys. Rev. C**58** (1998) 2217.
- [18] A. Ingemarsson, T. Johansson, G. Tibell, Nucl. Phys. A**365** (1981) 426.
- [19] T. Ishikawa, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Hatanaka, K. Hosono, F. Ihara, M. Itoh, T. Kawabata, M. Nakamura, T. Noro, E. Obayashi, H. Sakaguchi, A. Tamii, H. Takeda, T. Taki, H. Toyokawa, H.P. Yoshida, M. Yoshimura, M. Yosoi, Nucl. Phys. A**687** (2001) 58c.
- [20] W.G. Love, M.A. Franey, Phys. Rev. C**24** (1981) 1973.
- [21] M.A. Franey, W.G. Love, Phys. Rev. C**31** (1985) 488.
- [22] A.M. van den Berg, Nucl. Instr. and Meth. B**99** (1995) 637.

- [23] O. Häusser, R. Henderson, K. Hicks, D.A. Hutcheon, D. Clark, C. Günther, R. Sawafta, G. Waters, Nucl. Instr. and Meth. **A254** (1987) 67.
- [24] S.W. Wissink, in *Spin and isospin in nuclear interactions*, ed. S.W. Wissink, C.D. Goodman, G.E. Walker, (Plenum Press, New York, 1991) 253.
- [25] M.Yosoi, A. Tamii, H. Akimune, I.Daito, M. Fujiwara, T. Inomata, M. Kawabata, M. Nakamura, T. Noro, H. Takeda, M. Tanaka, S. Toyama, H. Toyokawa, M. Yoshimura, H. Sakaguchi, RCNP Ann. Rep. (1994) 147.
- [26] J.B. McClelland, J.M. Moss, B. Aas, A. Azizi, E. Bleszynski, M. Bleszynski, J. Geaga, G. Igo, A. Rahbar, J.B. Wagner, G.S. Weston, C. Whitten, Jr., K. Jones, S. Nanda, M. Gazzaly, N. Hintz, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 98; Erratum Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 954.
- [27] B. Bonin, A. Boudard, H. Fanet, R.W. Ferguson, M. Garcon, C. Giorgetti, J. Habault, J. Le Meur, R.M. Lombard, J.C. Lugol, B. Mayer, J.P. Mouly, E. Tomasi-Gustafsson, J.C. Duchazeaubeneix, J. Yonnet, M. Morlet, J. Van de Wiele, A. Willis, G. Greeniaus, G. Gaillard, P. Markowitz, C.F. Perdrisat, R. Abegg, D.A. Hutcheon, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A288** (1990) 379.
- [28] D.F. Jackson, *Nuclear Reactions* (Methuen and Co LTD., London 1970).
- [29] H.V. von Geramb, *Interactions between medium energy nucleons in Nuclei*, AIP Conf. Proc. **97** , ed. H.O. Meyer (AIP, New York, 1983) 44.
- [30] S. Karataglidis, P.J Dortmans, K. Amos, R. de Swiniarski, Phys. Rev. **C52** (1995) 861.
- [31] P. Schwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, S.E. Vigdor, M.D. Kaitchuck, T.R. Donoghue, Phys. Rev. **C26** (1982) 55.
- [32] P. E. Hodgson, *Proceedings of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV*, (OECD Nuclear Energy Agency, Paris 1996).
- [33] V.G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei, Quasiparticles and Phonons* (IOP Publishing, London, 1992).

- [34] V. Yu. Ponomarev, private Mitteilung.
- [35] C. G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35** (1972) 717.
- [36] D. Besset, Q.H.Do, B.Favier, L.G.Greeniaus, R.Hess, C.Lechanoine, D.Rapin, D.W.Werren, C.Weddigen, Nucl. Instr. and Meth. **166** (1979) 515.
- [37] R. Bieber, A.M. van den Berg, K. Ermisch, H.M. Hannen, M.N. Harakeh, H. Huisman, M.A. de Huu, N. Kalantar-Nayestanaki, J.G. Messchendorp, M. Seip, S.Y. van der Werf, M. Volkerts, H.J. Wörtche, Nucl. Instr. and Meth. **A457** (2001) 12.
- [38] L. Friedrich, E. Huttel, R. Kremers and A.G. Drentje, *Polarized Beams and Polarized Gas Targets*, EDS. H. Pätz (World Scientific, Singapore, 1995) 198.
- [39] H. R. Kremers and A.G. Drentje, *Polarized Gas Targets and Polarized Beams*, AIP Conf. Proc. **421**, EDS. R.J. Holt and M.A. Miller (AIP, New York, 1997) 507.
- [40] V. G. J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, J.J. de Swart Phys. Rev. **C49** (1994) 2950.
- [41] M. Rentemeester and R.A.M. Klomp, NN-Online, <http://nn-online.sci.kun.nl> (1994).
- [42] G.C. Salzmänn, C.K. Mitchell, G.G. Ohlsen, Nucl. Instr. and Meth. **109** (1973) 61.
- [43] V.M. Hannen, Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen (2001).
- [44] V. M. Hannen, A.M. van den Berg, R.K. Bieber, F. Ellinghaus, D. Frekers, M. Hagemann, M.N. Harakeh, J. Heyse, M.A. de Huu, B.A.M. Krüsemann, S. Rakers, R. Schmidt, S.Y. van der Werf, H.J. Wörtche, KVI, Ann. Rep. (1999) 2.
- [45] J. Heyse, C. Bäumer, A.M. van den Berg, H. De Witte, F. Ellinghaus, D. Frekers, M. Hagemann, V.M. Hannen, M.A. de Huu, E. Jacobs, B.A.M. Krüsemann, M. Mielke, S. Rakers, R. Schmidt, H.J. Wörtche, KVI Ann. Rep. (1999) 4.

- [46] S. Sakoda, A.M. van den Berg, N. Blasi, F. Camera, F. Ellinghaus, D. Frekers, M.B. Greenfield, M. Hagemann, V.M. Hannen, M.N. Harakeh, M. Hatano, J. Heyse, M.A. de Huu, B.A.M. Krüsemann, Y. Maeda, T. Ohnishi, S. Rakers, H. Sakai, A. Tamii, T. Uesaka, H.J. Wörtche, K. Yako, R.G.T. Zegers, KVI Ann. Rep. (1999) 3.
- [47] S. Rakers, C. Baumer, D. Frekers, R. Schmidt, A.M. van den Berg, V.M. Hannen, M.N. Harakeh, M.A. de Huu, H.J. Wörtche, D. De Frenne, M. Hagemann, J. Heyse, E. Jacobs, Y. Fujita, Phys. Rev. C**65** (2002) 044323.
- [48] G. Waters, I.M. Blair, G.A. Ludgate, N.M. Stewart, C. Amsler, R.C. Brown, D.V. Bugg, J.A. Edgigton, C.J. Oram, K. Shakarchi, A.S. Clough, D. Axen, S. Jaccard, J. Vávra, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 401.
- [49] R.D. Ransome, C.L. Hollas, P.J. Riley, B.E. Bonner, W.D. Cornelius, O.B. van Dyck, E.W. Hoffman, S.A. Wood, K. Toshioka, Nucl. Instr. and Meth. **A201** (1982) 315.
- [50] E. Aprile-Giboni, R. Hausammann, E. Heer, R. Hess, C. Lechanoine-Le Luc, W. Leo, S. Morenzoni, Y. Onel, D. Rapin, Nucl. Instr. and Meth. **215** (1983) 147.
- [51] M.W. McNaughton, B.E. Bonner, H. Ohnuma, O.B. Van Dijk, Sun Tsu-Hsun, C.L. Hollas, D.J. Cremans, K.H. McNaughton, P.J. Riley, R.F. Rodebaugh, Shen-Wu Xu, S.E. Turpin, B. Aas, G.S. Weston, Nucl. Instr. and Meth. **A241** (1985) 435.
- [52] B.A.M. Krüsemann, R. Bassini, C. Bäumer, A.M. van den Berg, N. Dressnandt, D. Frekers, M. Hagemann, V.M. Hannen, R. Henderson, J. Heyse, E. Jacobs, M. de Huu, M. Newcomer, S. Rakers, B. Reitz, R. Schmidt, H. Sohlbach, H.J. Wörtche, IEEE Trans. Nucl. Sci. **47** (2000) 2741.
- [53] R.W. Lourie, S.P. Van Verst, D.H. Barkhuff, J.H. Mitchell, T.P. Welch, Nucl. Instr. and Meth. **A306** (1991) 83.
- [54] H. Yoshida, T. Bada, T. Noro, M. Kawabata, H. Akimune, H. Sakaguchi, A. Tamii, H. Takeda, T. Kawabata, RCNP Ann. Rep. (1996) 164.
- [55] S. Rakers, private Mitteilung.

- [56] F. Zwarts, KVI Ann. Rep. (1996) 89.
- [57] P.A. Kroon, F. Zwarts, Computerprogramm KINEMA (KVI library) (1980), unveröffentlicht.
- [58] H. A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 161.
- [59] National Nuclear Data Center, Brookhaven/NY, <http://www.nndc.bnl.gov/> (2000).
- [60] R. Schmidt, Diplomarbeit, Universität Münster (2001).
- [61] W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Crestwell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad, T. Sasanuma, Nucl. Instr. and Meth. **141** (1977) 457.
- [62] R. Schmidt, A.M. van den Berg, D. Frekers, M. Hagemann, V.M. Hannen, J. Heyse, M.A. de Huu, B.A.M. Krüsemann, M. Mielke, S. Rakers, R. Schmidt, H.J. Wörtche, KVI Ann. Rep. (1999) 41.
- [63] B. Tatischeff, A. Willis, Nucl. Phys. **A115** (1968) 593.
- [64] M. Buenerd, Phys. Rev. C **13** (1976) 444.
- [65] P. K. Deb, K. Amos, Phys. Rev. C **62** (2000) 024605.
- [66] A. Ingemarsson, O. Jonsson, A. Hallgren, Nucl. Phys. **A319** (1979) 377.
- [67] J. R. Comfort, G.L. Moake, C.C. Foster, P. Schwandt, W.G. Love Phys. Rev C **26** (1982) 1800.
- [68] J. Raynal, Computerprogramm DWBA98, NEA Data Services NEA-1209/005.
- [69] A. Funk, H.V. von Geramb, K.A. Amos Phys. Rev. C **64** (2001) 054003.
- [70] H.F. Arellano, F.A. Brieva, M. Sander, H.V. von Geramb Phys. Rev. C **54** (1996) 2570.
- [71] R. Klein, P. Grabmayr, Y. Kawazoe, G.J. Wagner, J. Friedrich, N. Voegler, Nuovo Cim. **A76** (1983) 369.

- [72] R.E. Segel, S.M. Levenson, P. Zupranski, A.A. Hassan, S. Mukhopadhyay, J.V. Maher, Phys. Rev. C**32** (1985) 721.
- [73] H. Lenske, H.H. Wolter, A. Weigel, Nucl. Phys. A**690** (2001) 267c.
- [74] S.S. Dietrich, B.L. Berman, Atomic Data and Nucl. Data Tables **38** (1988) 199.
- [75] A. Richter, Physica Scripta T**5** (1982) 177.
- [76] F. Neumeyer, Dissertation D17 (1997), TU Darmstadt.
- [77] K. Schweda, J. Carter, A.A. Cowley, H. Diesener, R.W. Fearick, S.V. Förtsch, J.J. Lawrie, P. von Neumann-Cosel, J.V. Pilcher, A. Richter, F.D. Smit, G.F. Steyn, S. Strauch, Phys. Lett. B**506** (2001) 247.
- [78] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [79] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [80] P. Papakonstantinou, private Mitteilung.
- [81] S. Drozdz, F. Osterfeld, J. Speth, J. Wambach, Phys. Lett. B**189** (1987) 271.
- [82] J. Raynal, private Mitteilung.
- [83] S. Karataglidis, private Mitteilung.
- [84] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Bd. I (Benjamin, Reading/MA., 1969).

Danksagung

All denen, die durch ihren überdurchschnittlichen Einsatz zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter danke ich sehr für seine Unterstützung, seinen Rat und die Möglichkeit, meine Kenntnisse auf Konferenzen und Workshops zu vertiefen.

Herrn Professor Dr. J. Wambach habe ich nicht nur für die Übernahme des Koreferates, sondern auch für die Unterstützung bei der theoretischen Interpretation der Ergebnisse und seine jederzeit offene Tür zu danken.

Herr Privatdozent Dr. P. von Neumann-Cosel hat mir in allen Phasen der Arbeit mit Rat und Tat zur Seite gestanden und damit wesentlich zum guten Gelingen beigetragen. Dafür danke ich ihm sehr herzlich.

I am very grateful to Dr. V. Yu. Ponomarev for his great support concerning the QPM calculations and for various valuable discussions. I'm indebted also to Dr. P. Panakon for providing me with RPA calculations. I am grateful to Dr. J. Raynal, Dr. S. Karataglidis and Professor Dr. H. V. von Geramb for their support concerning the nucleon nucleon interactions and the use of DWBA98. I'm thankful to Prof. Dr. H. Arellano for providing me with calculations for elastic cross section and analysing power.

Bei allen Mitarbeitern der EuroSuperNova-Kollaboration möchte ich mich für die Hilfe bei der Durchführung der Experimente und für die gute Zusammenarbeit bedanken. Den Mitarbeitern des KVI danke ich, insbesondere Herrn Dr. A. M. van den Berg, Herrn Dr. V. M. Hannen, Herrn M. A. de Huu und Herrn Dr. H. J. Wörtche, für die wertvolle Hilfe in Fragen zum Experiment, zur Datenanalyse und zum Umgang mit dem Programm DWBA98 sowie für die Gastfreundschaft, die sie mir bei meinen vielen Aufenthalten am KVI entgegenbrachten.

Herrn Dr. B. Reitz danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für die kritischen Anmerkungen bei der Fertigstellung der Arbeit. Den Herren Ing.-Phys. Y. Kalmykov und Ing.-Phys. A. Shevchenko danke ich für die Hilfe bei der Durchführung der Experimente und für die gute Zusammenarbeit in Darmstadt.

Die Arbeit wurde unterstützt durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter den Förderkennzeichen Ri 242/12 und FOR 272/2-1 und der Europäischen Gemeinschaft unter dem Förderkennzeichen ERB CT 94 0562.

Lebenslauf

Frank Hofmann

8. September 1972	geboren in Flörsheim am Main, Eltern: Gerhard und Gioconda Hofmann
1979 – 1983	Grundschule: Burgschule in Eppstein
1983 – 1992	Gymnasium: Bischof-Neumann Schule in Königstein mit Abschluss Abitur
1992 – 1993	Grundwehrdienst in Wetzlar
1993 – 1997	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt mit Abschluss Diplom Thema der Diplomarbeit: “Untersuchung magneti- scher Übergänge im Kern ^{32}S durch unelastische Elek- tronenstreuung bei 180° am S-DALINAC”
1995 – 1996	Studium der Physik an der Université de Bordeaux im Rahmen des ERASMUS/Sokrates Programms mit Abschluss Maîtrise de Physique
1998	Studien-Förderpreis der Wilhelm Heinrich & Else Heraeus Stiftung
seit Februar 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kern- physik der Technischen Universität Darmstadt
25. September 2001	Eheschließung mit Frau Olga Hofmann, geb. Fritzler

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Mai 2003